TOME I JUILLET 1945 N° 1

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T.S.F.
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE T.S.F.
COMPAGNIE RADIO FRANCE
COMPAGNIE RADIO MARITIME
COMPAGNIE RADIO ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
LA STÉATITE INDUSTRIELLE
SOCIÉTÉ DES TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

M. PONTE. — INTRODUCTION 1

R. WARNECKE. — Contribution à la physique et à la technique des tubes électroniques d'émission dits à « modulation de vitesse ». 6

H. CHIREIX. — Détermination de la puissance de bruit et du rapport signal/bruit dans le cas d'une transmission radioélectrique simple ou multiple sur ondes ultra-courtes effectuée au moyen de tops. 55

J. LAPLUME. — Effet de blindage d'un tube cylindrique placé dans un champ magnétique perpendiculaire à son axe 65

P. GUÉNARD. — Sur la possibilité d'une focalisation purement électrostatique dans un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement. 74

Informations générales sur les Compagnies françaises associées de T. S. F. et sur quelques réalisations de leurs centres de recherches pendant et malgré l'occupation. 78

La reproduction des Mémoires et figures publiés dans les *Annales* est autorisée moyennant l'indication complète d'origine.

Les *Annales de Radioélectricité* ne sont pas mises en vente dans le commerce.

Engin. Lib.
gaulon
5-24-48
62566
vol 1, no 1-

Engineering
Library
TK
6540
.A62

INTRODUCTION.

PAR M. PONTE,

Agrégé de l'Université, Docteur ès Sciences,
Directeur Technique de la Compagnie Générale de T. S. F.

Le fascicule que nous présentons aujourd'hui est le premier d'une série qui est destinée à faire connaître les travaux et les résultats des Compagnies associées au Groupe de la Compagnie Générale de T. S. F.

A l'échelle française au moins, ce groupe est important puisqu'il comprend plus de 8000 personnes et ses activités intéressent 10 Sociétés.

Cette publication comprendra de nombreux articles consacrés aux résultats des recherches des Laboratoires et Centres d'Études du Groupe.

Nous soulignons ici l'importance que nous attachons à ces travaux auxquels se consacrent, tant dans le centre de Recherches de la C. S. F. que dans les services d'Études des diverses Sociétés, 630 personnes dont 170 ingénieurs.

Nous croyons en effet que l'avenir de notre pays, en radioélectricité comme dans ses autres activités, est dans la recherche.

Après de trop longues hésitations, il semble bien compris maintenant en France que l'industrie, l'agriculture et toutes les activités modernes ne peuvent se passer de Laboratoires, mais il faut encore comprendre que la France doit leur attacher une importance encore supérieure à celle que d'autres nations leur ont déjà attribuée. Car la France a un retard terrifiant dans tous les domaines : l'avance d'autres pays, mieux favorisés par les circonstances et par le rang de priorité acquis depuis longtemps par leurs Laboratoires, est due pour une grande part à l'action même de ces laboratoires. Mais il en résulte que les résultats de recherches nouvelles par les bouleversements qu'ils peuvent apporter aux techniques établies peuvent brusquement renverser la situation et rendre plus ou moins caducs les équipements les mieux développés.

Si donc la recherche est indispensable à un pays qui ne veut pas mourir ou passer sous la sujétion réelle d'autres nations, elle offre le seul moyen de salut d'un pays comme le nôtre : il est inutile de nous essouffler à vouloir copier ce qui est déjà produit avec de puissants moyens en quantités pléthoriques; nous sommes dans l'obligation de faire du neuf, de repartir dans des directions nouvelles, c'est seulement ainsi que nous pourrons compter de nouveau dans l'économie mondiale.

Il faut encore souligner que la recherche est la forme d'activité qui convient le mieux à notre tempérament national.

A part quelques brillantes exceptions dues à des initiatives individuelles, la France n'est pas le pays des travaux en grandes séries : les grosses industries ne sont pas de son apanage, pas plus que sa terre n'est faite pour être couverte à perte de vue par des blés normalisés qui excluent le boqueteau ou le potager familial. Si nous cherchions à répéter — et avec quel retard ! — ces énormes organisations industrielles, commerciales ou agricoles qui existent déjà, nous ne pourrions être que battus : nous n'en avons ni l'esprit d'organisation necessaire, ni les cadres capables d'imposer les programmes de production et de s'y tenir.

Par contre, nous devons réussir par nos travaux de recherches, dans tous les domaines. Et nous entendons par là non seulement les travaux des laboratoires, mais également ceux du domaine, vaste mais imprécis, qui s'étend entre les laboratoires et la production industrielle.

En effet, dans toutes les branches d'activités, la qualité du personnel technique et de la main-d'œuvre français ont conduit à des prototypes excellents. Dans nos revers de 1940, nos adversaires eux-mêmes ont reconnu la qualité des maquettes

du matériel qui nous a si cruellement manqué : chars, avions, canons, certains matériels d'optique, de radio, etc.

Les résultats obtenus par les Laboratoires français durant les quatre années terribles que nous venons de traverser confirment encore nos espoirs : à titre d'exemple, dans le domaine de la radio et des techniques connexes, on peut dire *qu'au stade du Laboratoire* la France n'est généralement pas en retard; sur certains points, nous avons même de l'avance. Or, comment ces recherches ont-elles pu être effectuées ?

Camouflés vis-à-vis des autorités d'occupation, faits le plus souvent avec des matières retirées de leur destination officielle, sans allocations d'énergie, sans possibilités d'essais de quelque envergure, ces travaux étaient exécutés par du personnel dont la vie se traînait dans un climat moral bien peu propice à la recherche ! Se sachant en marge des activités permises, incertains de l'avenir, ces hommes, sous-alimentés, souvent inquiets pour leurs proches, parfois membres d'organisations de résistance ou, au moins, travaillant pour elles, ont réussi. Qu'on compare à leur nombre et à leur situation, le nombre et la situation des chercheurs qui ont travaillé pendant ce temps dans les pays alliés.... N'est-ce pas réconfortant pour les possibilités de la recherche française ?

Mais il reste à définir le programme général et l'organisation de ces recherches dont nous attendons tant pour notre pays.

La première étape consiste en effet en l'établissement des programmes et le groupement des moyens.

Nous touchons là à des questions délicates. Comment et par qui seront établis ces programmes, et quel sera leur domaine ?

Et tout d'abord, remarquons que les limites créées entre la « science pure » et la science appliquée s'estompent chaque jour davantage. Je suppose que dans l'ancienne conception de cette fameuse science pure, les industriels auraient pu considérer comme vraiment affaires de « savants purs » la théorie de la diffraction par les milieux troubles, celle du déplacement de particules dans des champs complexes, les théories de la radioactivité, celles du pH ou de la chimie du silicium. Et cependant, bien peu d'années après leur naissance, les applications de ces recherches sont tellement universelles qu'on ne saurait imaginer certaines industries sans elles. Il n'y a pas de différence à faire entre deux sciences : il n'y a que des différences d'hommes; les uns ne se préoccupent pas des applications, les autres y pensent constamment, car les nécessités les poussent. Il est nécessaire que les efforts des uns et des autres soient coordonnés pour en faire un ensemble harmonieux, donc efficace.

Il faut donc grouper ces hommes, ces moyens, en leur laissant autant que possible leur originalité, leur individualité; il serait vain de concevoir un énorme séminaire de chercheurs dont le rendement serait faible, car il y aurait tendance à s'isoler. Il est inutile également de vouloir réglementer un monde aussi difficilement gouvernable par des décrets émanant de nouveaux fonctionnaires qui seraient encore retirés de la vie productive de la nation. Les programmes doivent être établis par les hommes les plus représentatifs, groupés sous l'égide d'un organisme où seront les délégués qualifiés de la science et de la technique française.

Il restera également bien des questions à trancher, notamment celles des licences de brevets et des assistances techniques, mais il *faut* que des solutions soient trouvées. On ne peut rester dans l'état d'anarchie actuel où les mêmes problèmes sont abordés partout, suivant des demandes faites désordonnément.

Nous espérons pouvoir apporter notre contribution à cette organisation d'un intérêt vital pour la Nation.

L'un des facteurs importants de la fécondité de la recherche, sur le plan national comme sur le plan international, réside dans la publication des résultats.

Or, là encore, nous sommes tombés bien bas : il suffit de parcourir les bibliographies jointes aux articles étrangers ou nationaux pour constater que les références françaises sont pratiquement absentes. Si le parti pris y joue parfois un certain rôle — on peut citer une encyclopédie allemande, fort indigeste, sur l'électron, où le nom de Jean Perrin n'est pas mentionné — ce n'est hélas pas la raison fondamentale. Notre rayonnement s'éteint et, cependant, ne sommes-nous pas le pays de Fresnel, d'Ampère, de Pasteur, des Becquerel, des Curie, de Joliot-Curie ? Et, lors d'une visite alliée récente de nos Laboratoires, l'un des visiteurs n'a-t-il pas remarqué : « C'est étonnant, vous, Français, vous travaillez bien, mais pourquoi ne le faites-vous pas savoir ? »

Le Français n'aime pas publier : cet effort lui coûte parce qu'il aime les choses claires et que, par définition, la publication d'une nouveauté laisse encore bien des points obscurs. Les publications industrielles sont limitées par la crainte de dévoiler trop tôt des secrets : crainte souvent chimérique, car les idées sont en « l'air » et les travaux les plus

mystérieux sont déflorés par d'autres mémoires analogues. En restant dans de justes limites, le Français devra abandonner cette manie de cacher ses résultats, que ce soit vis-à-vis de ses collègues nationaux ou des étrangers; il ne s'agit pas de tout dire, tout de suite et n'importe comment, mais de savoir juger du moment opportun où une publication doit être faite.

La publication est utile et nécessaire. Elle est utile en ce qu'elle oblige à s'arrêter pour faire le point, clarifier les idées, mettre en relief les résultats acquis, mieux caractériser ce qui reste encore dans l'ombre. Elle est nécessaire parce qu'elle détermine le niveau qui met à son rang la recherche française; c'est elle, associée aux congrès dont elle est une conclusion, qui crée le rayonnement de la science nationale.

Nous devons donc consacrer une part de notre activité à ces publications, en leur donnant la qualité et la présentation qui viseront à nous faire honneur.

C'est le but que nous poursuivons en lançant ces annales. Nous ferons tous nos efforts pour qu'elles prennent un rang convenable parmi les publications étrangères similaires; elles formeront le lien puissant qui galvanisera l'énergie de nos équipes et nous espérons qu'elles apporteront à l'étranger la preuve de notre vitalité retrouvée.

Le titre que nous avons choisi montre ce que nous désirons faire; notre Groupe comporte des Laboratoires de Recherches, des Services d'Études, des usines qui produisent. Nous voulons donner un aperçu de ces diverses activités. Les recherches conduites en vue du développement de la radioélectricité touchant à des domaines extrêmement vastes et variés qui sont bien du ressort de la science, même de celle qu'on appelait autrefois pure. Elle ne se compromet pas en venant chez nous; la formation de beaucoup de nos chercheurs et les moyens qu'ils ont s'en portent garants. Mais nous recherchons toujours les applications : celles-ci seront décrites dans les articles techniques sur la nature et le fonctionnement de nos produits, sur leur mise en exploitation.

Nous voudrions enfin donner à notre Revue une maxime qui lui imprime son caractère; nous voulons avant tout servir, servir notre patrie, servir l'humanité en contribuant à son progrès et à son développement : que ces intentions puissent rester désormais pacifiques !

CONTRIBUTION A LA PHYSIQUE ET A LA TECHNIQUE DES TUBES ÉLECTRONIQUES D'ÉMISSION DITS « A MODULATION DE VITESSE » (1).

PAR M. R. WARNECKE,

Chef du Laboratoire de Recherches « Tubes électroniques »
de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — *L'auteur examine les principaux problèmes posés par la construction et l'emploi de quelques modèles de tubes électroniques d'émission « à modulation de vitesse ». Certaines des solutions adoptées dans le laboratoire qu'il dirige sont indiquées ainsi que, dans leurs grandes lignes, les principes de quelques conceptions nouvelles, susceptibles de conduire à des réalisations ayant des possibilités remarquables.*

Introduction.

Les premiers tubes électroniques qui, systématiquement, furent nommés « tubes à modulation de vitesse », sont ceux qui ont été décrits peu de temps avant la guerre par Hahn et Metcalf d'une part [10], [20], et par les Varian d'autre part [12], [23], mais l'idée de l'utilisation d'un contrôle périodique de la vitesse au sein d'un flux électronique pour y produire un groupement de charges en mouvement est plus ancienne; en effet, on trouve déjà l'indication du principe dans la description d'un générateur à temps de transit de Heil, description faite quatre ans auparavant [3], [6].

Depuis la publication des Heil et en relation avec les conclusions de l'examen du fonctionnement des différents types de tubes avec lesquels on avait su produire, en premier lieu, des oscillations d'ultra-hautes fréquences, l'idée était « dans l'air » ; différents laboratoires cherchaient à l'exploiter avantageusement, et c'est pourquoi on la retrouve aussi, plus ou moins clairement exprimée, dans diverses communications qui précédèrent ou suivirent de peu celles des chercheurs américains. Parmi les publications en question, on peut citer, en particulier : une description d'une lampe à champ de freinage à espace de retour exempt de H. F. (Allerding, Dallenbach et Kleinsteuber [13]), une étude particulièrement suggestive de l'analogie entre la focalisation optique et un groupement spatial des électrons par commande de vitesse (Bruche et Recknagel [14]), et une analyse de Jobst sur la façon de produire une densité périodiquement variable dans un faisceau électronique [9], [26].

Les principaux mérites des chercheurs américains furent d'avoir déterminé les principales conditions dans lesquelles le principe de base pouvait conduire à des avantages systématiques, puis d'avoir réalisé ces conditions dans des appareils tels que le bénéfice théoriquement promis soit pratiquement atteint. Leur réussite à ce point de vue doit être rattachée, en grande partie, aux emplois simultanés de la modulation de vitesse comme procédé de commande du courant U. H. F. et de résonateurs creux jouant le rôle de circuits oscillants. La façon simple et efficace selon laquelle ils firent cette association peut d'ailleurs être raisonnablement considérée comme la nouveauté essentielle de leurs conceptions, car, bien avant la création des tubes dits « à modu-

(1) Les principaux éléments du présent exposé sont empruntés à un article préparé par l'auteur pour un numéro de *L'Onde Électrique*, dont la publication a été retardée par des circonstances imprévues. On suppose, ici, connus les principes du fonctionnement des tubes à modulation de vitesse, principes qui peuvent être trouvés dans les articles cités sous [41], [53] et [69] et qui viennent d'être rappelés sur des bases tout à fait élémentaires par Grivet [85].

lation de vitesse », non seulement on avait prévu l'emploi de résonateurs creux à constantes plus ou moins réparties pour servir de circuits oscillants de tubes électroniques, mais on avait déjà indiqué des dispositions permettant l'entretien des oscillations à l'intérieur de tels organes au moyen d'une décharge électronique traversant leur champ oscillant interne (l'utilisation d'un profil rentrant pour les organes oscillants avait même été envisagée pour réduire l'angle de transit des électrons) [1], [2], [4], [5], [8]. Il est à remarquer aussi, qu'à peu près au moment de la description du « klystron » des Varian, des résonateurs creux non quasi stationnaires, cette fois tout à fait semblables à ceux qui conviennent pour ce type de tube, furent prévus pour d'autres types destinés également aux U. H. F. : pour des lampes à grille de charge d'espace, par Haeff [18], [19] et pour des diodes, par Llewellyn et Boven [11], [21].

Dans l'isolement que détermina la catastrophe de juin 1940, le désir qu'avaient les techniciens français de contribuer à préciser et à compléter la théorie des tubes à modulation de vitesse se transforma en une nécessité impérative d'établir, et complètement par leurs propres moyens, des bases susceptibles de leur éviter un retard irréparable dans la technique des U. H. F. L'importance des résultats qu'ils ont acquis semble, actuellement, très notable, mais elle ne pourra être évaluée complètement qu'après le total rétablissement des libertés de publication. Une partie de la contribution que les Laboratoires de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil ont pu apporter dans ce domaine a déjà fait l'objet de communications concernant les tubes dont il sera question dans le présent exposé; les principales de ces communications visent : le phénomène de groupement électronique sous l'hypothèse d'un rassemblement cinématique — dans le cas des modulations de vitesse sinusoïdale [41], [48], [58], et non sinusoïdale (focalisation de phases d'ordre supérieur) [58] —, les effets de la charge d'espace sur le groupement électronique [59], [84], les effets des angles de transit des électrons dans les champs H. F. sur l'échange d'énergie du faisceau avec ces champs [41], [49], [53], [67] et la théorie des cavités électromagnétiques [65], [66], [69], [70], [71], [72], [73], [80].

La considération d'angles de transit de grandeur appréciable, dans les champs de rassemblement et de prélèvement d'énergie, conduit à apporter une retouche qui peut être quantitativement très importante aux résultats de la théorie élémentaire basée sur l'hypothèse d'angles de transit négligeables. Ainsi, par exemple, dans le cas du groupement qui s'effectue sous l'effet d'une faible modulation de vitesse sinusoïdale dans un espace exempt de champ H. F., la théorie élémentaire prévoit un rendement de 58 % pour l'échange d'énergie dans le champ du « collecteur », et cela pour les conditions optima de réglage parmi lesquelles figure une « tension » U_2 aux bornes du collecteur (1) égale à la tension continue V_0 d'accélération des électrons; or, notre théorie montre, qu'en conservant par ailleurs les hypothèses qui conditionnent ce chiffre, un angle de transit moyen de π dans le champ du collecteur amène le rendement d'échange d'énergie dans cet organe, dans les meilleures conditions, à une valeur qui est seulement de l'ordre de 30 %, et cela pour une tension $U_2 \approx 1{,}5\, V_0$. De tels résultats, obtenus dans l'hypothèse de champs H. F. limités par des électrodes idéales, aident à saisir les phénomènes se produisant dans le cas des champs oscillants réels dont la forme est plus complexe; compte tenu des autres effets déterminants, ils permettent alors de calculer des échanges d'énergie en bon accord avec l'expérience. Dans le modulateur, la « largeur angulaire du champ » se traduit par l'existence d'une puissance de commande du faisceau et par le fait que, pour une « tension » donnée U_1 aux bornes du rassembleur, on obtient, pour une même valeur de V_0, une profondeur de modulation de vitesse plus faible que dans le cas où l'on suppose le champ de largeur nulle. L'ensemble de ces deux résultats fixe la puissance nécessaire pour moduler en vitesse le faisceau électronique et constitue, en particulier, un élément essentiel dans la détermination du gain des amplificateurs (2).

---

(1) Bien qu'incomplètement correct en lui-même à cause de l'influence de la propagation, le terme « tension » est employé comme abréviation d'intégrale linéaire du champ électrique H. F. le long des trajectoires rectilignes des électrons.

(2) Récemment, Black et Morton [81] ont publié, aux États-Unis, un travail sur le groupement électronique et les échanges d'énergie dans un tube à modulation de vitesse où les angles de transit des électrons dans les champs étaient pris en considération. Dans ce travail (où l'on retrouve plusieurs des conceptions des phénomènes telles que nous les avons présentées en 1942), les rendements d'échanges sont évalués analytiquement en s'appuyant sur une résolution de l'équation du temps de transit basée sur des hypothèses qui ne sont rigoureusement valables que dans le cas d'une « tension » alternative faible devant la tension continue d'accélération des électrons. De ce fait, et aussi parce que les auteurs ne tiennent pas compte de la condition correcte de non-réflexion des électrons dans les champs H. F., les résultats trouvés ne constituent qu'une première approximation, dans le cas général, de ceux qui sont fournis par notre méthode [48], [49]; notons d'ailleurs que les mêmes critiques peuvent être faites au sujet de résultats publiés par Hollmann [35], mais qui, de plus, découlent d'un calcul paraissant inexact [69].

En ce qui concerne les résonateurs creux utilisables dans les tubes à modulation de vitesse, notre laboratoire a fourni, en particulier, un principe qui permet de déterminer, d'une manière précise, les circuits à constantes localisées équivalents et un procédé de calcul des dites constantes. Ces données rendent possible la représentation de tubes relativement compliqués, par un schéma habituel simple auquel sont applicables les résultats et les modes de calcul concernant les circuits classiques.

Au sujet des effets de charge d'espace, nous avons montré que les forces de répulsion interélectroniques provoquent une diminution de l'amplitude des crêtes de courant excitant le collecteur, ce qui se traduit par une diminution du rendement et que, d'autre part, la phase de ce courant est influencée par la présence de la charge d'espace.

L'intérêt de ces études vient du rôle capital que jouent, sur le plan technique, les phénomènes correspondants, et l'importance des résultats cités est accrue par le fait que, antérieurement à leur obtention, peu de données avaient été acquises d'une manière suffisamment précise pour être utilisables pratiquement.

En se servant des résultats précédents et de quelques autres qui seront publiés ultérieurement, nous avons pu établir, avec un degré d'approximation raisonnable et convenable pour un emploi pratique, la théorie des principaux types de tubes à modulation de vitesse et prévoir les formes et les dimensions les plus convenables pour les différents buts que l'on peut se proposer d'atteindre : augmentations du rendement, de la puissance utile, de la stabilité de fréquence, accroissement de la bande passante, etc. On a pu aussi fixer les possibilités limites et préciser les caractéristiques des appareils. Par exemple, une théorie relative à l'auto-oscillateur à deux champs séparés (correspondant au type dit « klystron ») [74] a mis en évidence l'intérêt de l'utilisation adoptée dès le début de nos études de cavités accordables grâce auxquelles, non seulement les tubes de cette catégorie ont une longueur d'onde légèrement réglable, mais, de plus, peuvent être utilisés dans les meilleures conditions de fonctionnement (1).

Si, sans crainte d'aider pratiquement les autorités allemandes, on a pu publier certaines études théoriques dans notre pays pendant l'occupation, une discrétion plus grande a dû être observée, dans la mesure où elle n'était pas illusoire, en ce qui concerne les réalisations susceptibles de présenter un intérêt militaire : c'est pourquoi les techniciens français n'ont fourni que peu d'informations techniques sur les tubes à modulation de vitesse. Ils ont pourtant acquis aussi des résultats sur le plan pratique, et ces résultats-là sont d'autant plus appréciables que maintes difficultés leur faisaient obstacle : la pénurie de matières premières et le manque de main-d'œuvre, en particulier.

Bien que les hostilités ne soient pas encore terminées, il est possible d'examiner sans inconvénient, à l'heure actuelle, quelques-uns des principaux problèmes posés par la construction et l'emploi des tubes à modulation de vitesse; au cours du présent exposé, l'auteur traite certains de ceux qui concernent spécialement le type dit « à conversion par glissement », c'est-à-dire celui qui est caractérisé par le fait que la modulation de vitesse imposée au faisceau électronique est transformée en une modulation de densité d'ordre de grandeur supérieur, grâce au glissement dudit faisceau à l'intérieur d'un espace interélectrode dans lequel aucune force H. F. n'agit sur les électrons.

Pour préciser son exposé, l'auteur fournit ensuite quelques renseignements concernant les caractéristiques et les possibilités de deux modèles de cette catégorie qui, il y a quelque temps déjà, ont été mis au point dans les laboratoires de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

Quelques formes constructives de tubes a modulation de vitesse a conversion par glissement.

A. Tube du type dit « klystron. »

La figure 1 *a* représente le plan schématique d'une réalisation expérimentale du tube à modulation de vitesse « klystron », faite sur la base des indications des chercheurs de la Stanford University. Sur cette figure, Rh_1 et Rh_2 désignent respectivement les deux « rhumbatrons » séparés qui constituent essentiellement le système et qui, vus du faisceau électronique, se conduisent approximativement comme les circuits oscillants à constantes localisées $L_1C_1r_1$ et $L_2C_2r_2$ du schéma équivalent de la figure 1 *b*. Ainsi qu'il est connu, la première de ces cavités électromagnétiques sert à moduler, dans sa vitesse, le faisceau électronique issu de la cathode K, tandis que la seconde sert à prélever de l'énergie H. F. dans ce faisceau une fois que, à la

(1) Certains des résultats de la théorie en question sont confirmés par ceux qui viennent d'être publiés par Harrison [84] de la Sperry Gyroscope Company.

suite des différences individuelles de vitesses imprimées dans l'espace AB, il s'y est développé, au cours du trajet entre B et M, une profonde modulation de densité. Les deux « rhumbatrons » caractéristiques du klystron sont des cavités, à profil rentrant, de révolution autour de l'axe de l'unique

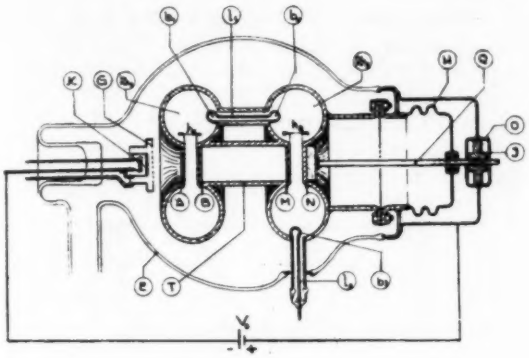


Fig. 1 *a*.

faisceau électronique issu de la cathode K et, ici, ils sont constitués par des tores en cuivre à section circulaire raccordés à des condensateurs plans dont les armatures sont perforées au voisinage de leur

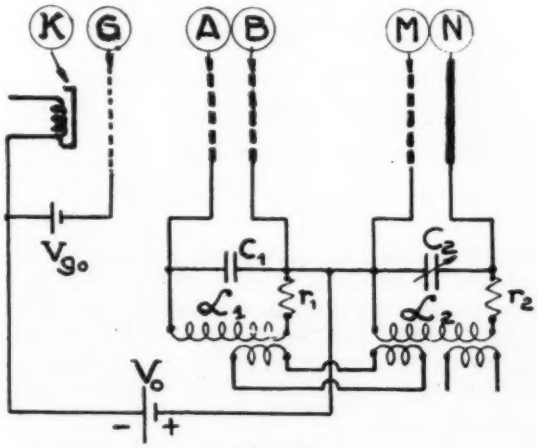


Fig. 1 *b*.

centre pour le passage des électrons; avec le tube de glissement T, ils forment matériellement un seul bloc qui est enfermé, avec la cathode K et l'électrode de contrôle G, dans une ampoule étanche E. Au cours du fonctionnement, ce bloc est relié tout entier à la borne positive de la source continue V_0 servant à accélérer les électrons.

Qu'un tube klystron soit destiné à fonctionner comme générateur [74] ou comme amplificateur, il faut, pour que les meilleures conditions de fonctionnement puissent être obtenues, que les fréquences propres des rhumbatrons rassembleur et collecteur puissent être réglées l'une par rapport à l'autre d'une manière très précise. L'une des caractéristiques du tube auto-oscillateur de la figure 1 *a* est le moyen prévu pour effectuer ce réglage : variation de l'écartement h_2 entre les portions de parois M et N servant d'électrodes dans le collecteur d'énergie.

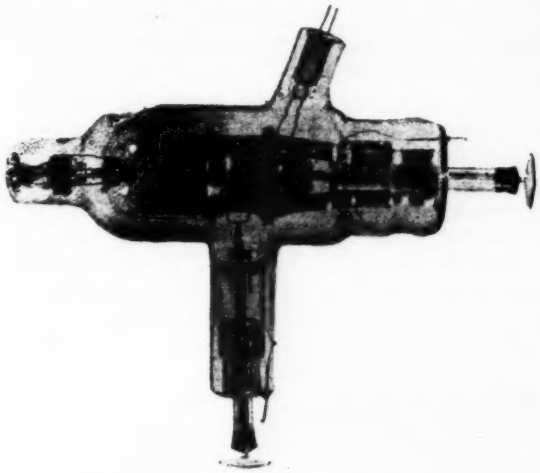


Fig. 2.

Cette variation résulte d'une déformation des parois du collecteur par l'intermédiaire d'un axe Q, qui peut être manœuvré de l'extérieur grâce au soufflet étanche H et au moyen du bouton O placé dans l'étrier I; afin de faciliter la déformation de la cavité, d'étroites fentes peuvent être pratiquées dans ses parois (on les fait alors le long des lignes de courant H. F., c'est-à-dire selon des diamètres, pour réduire les pertes H. F.). Le couplage de réaction — ici fixe — entre les rhumbatrons rassembleur et collecteur, est assuré par les boucles b_1 et b_2 reliées par la petite ligne coaxiale l; l'énergie utile est prélevée de même dans le collecteur au moyen d'une boucle b_3 et est transférée à l'extérieur, vers la charge, au moyen d'une ligne coaxiale l_2. La photographie de la figure 2 est celle d'un générateur d'essais (pour $\lambda = 12$ cm) réalisé dans notre laboratoire par Marthe Lortie à la fin de 1939, sur des bases voisines de celles de la conception précédente. Pour faciliter le réglage du fonctionnement, un couplage variable était prévu entre le collecteur et le

rassembleur (la variation était produite en enfonçant plus ou moins la boucle de couplage que l'on voit pénétrant à la fois dans les deux cavités).

Le mode de construction illustré par la figure 2 n'a eu qu'un intérêt expérimental. A l'heure actuelle, il ne saurait conduire à des réalisations pratiquement utiles pour bien des raisons : outre le mauvais refroidissement des cavités et des électrodes que celles-ci supportent, son principal inconvénient serait le système de vidage permanent entraîné par la présence du joint rodé (ou de tout système analogue) nécessaire pour l'accord mécanique des cavités placées à l'intérieur de l'enceinte à vide. En effet, malgré les importants perfectionnements apportés aux pompes à vide et aux appareils accessoires au cours de ces dernières années, et malgré l'avantage qui résulte de la possibilité de remplacer un organe avarié (cathode par exemple), la nécessité d'un système permanent de vidage est un inconvénient important pour des tubes pour ondes ultra-courtes, car, du fait même de la nature de leurs applications les plus fréquentes, les tubes en question doivent avoir un faible encombrement et surtout une commodité d'emploi que n'offrent pas les tubes à vide entretenu.

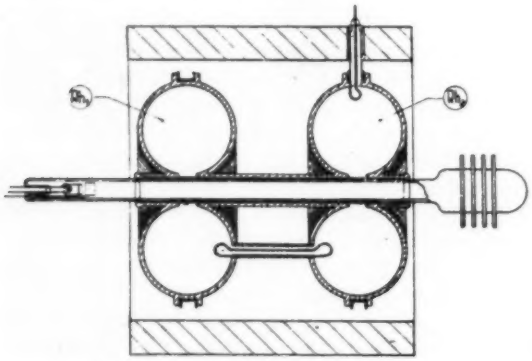


Fig. 3.

L'admission de ce point de vue prohibe d'ailleurs, non seulement des tubes du genre de celui de la figure 2, mais aussi et d'une manière plus générale, tous les perfectionnements que l'on peut en faire et où restent présents des organes rotatifs, des articulations compliquées, des engrenages et autres systèmes mécaniques mobiles. En effet, la présence de ces éléments dans un tube à vide gêne le « dégazage » des pièces solides sur lesquelles ces éléments sont fixés et celui de celles qui sont situées dans leur voisinage, car les possibilités de grippage ou de collage interdisent des traitements thermiques sévères et prolongés. De ce fait, il n'est pas possible de purger des gaz qu'ils contiennent les éléments solides du tube (et notamment ceux qui servent d'électrodes) à un degré suffisant pour que l'appareil puisse être ensuite scellé en vue d'un fonctionnement ultérieur de longue durée.

A l'heure actuelle, sauf pour des essais de laboratoire, on ne prête attention qu'à des conceptions de tubes scellés; la figure 3 illustre l'une de ces conceptions; il s'agit d'un auto-oscillateur klystron

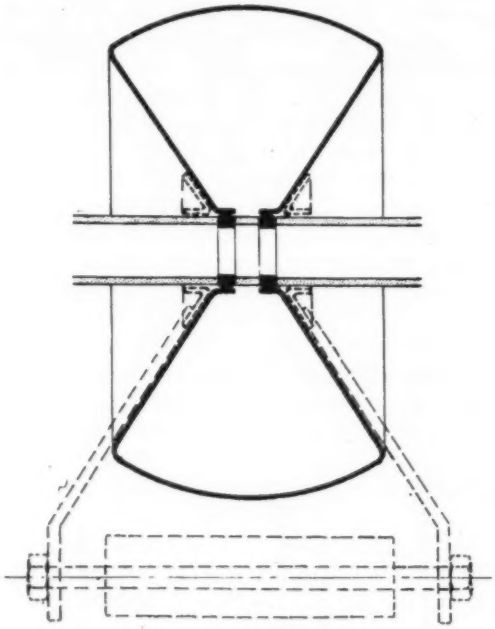


Fig. 4.

dont les rhumbatrons sont placés à l'extérieur de l'enceinte à vide dans laquelle passe la décharge électronique; il est bien compréhensible qu'une telle disposition [36], [43] autorise facilement tous les réglages — voire même toutes les modifications — que l'on peut désirer faire sur les circuits, mais systématiquement elle introduit des difficultés qui s'opposent à ce que le rendement des tubes soit aussi élevé que celui des conceptions précédentes : en effet, il est alors nécessaire qu'un diélectrique solide (constitué par une partie de la paroi de l'enceinte à vide) soit présent dans le champ H. F. des rhumbatrons. Cette perte provoque une diminution d'impédance shunt ayant une répercussion sérieuse sur le rendement et sur la puissance. Si l'on dispose à l'extérieur du tube à décharge, non seulement les cavités, mais aussi les électrodes H. F. associées,

comme le montre la figure 3, une nouvelle cause de diminution de l'efficacité, due à la réduction de l'action des éléments d'électrodes sur le mouvement des électrons, s'ajoute à la précédente : la plupart des électrons du faisceau passent, en effet, à une distance relativement grande de ces éléments et ne sont pas tous influencés de la même manière. En réunissant les parties des parois entre lesquelles apparaît le champ électrique oscillant à des anneaux (grillagés ou non) enrobés dans l'ampoule à vide, comme il est indiqué en figure 4 et en faisant conjointement circuler les électrons au voisinage des parois de cette ampoule grâce à une cathode annulaire, on améliore les résultats. Une autre disposition

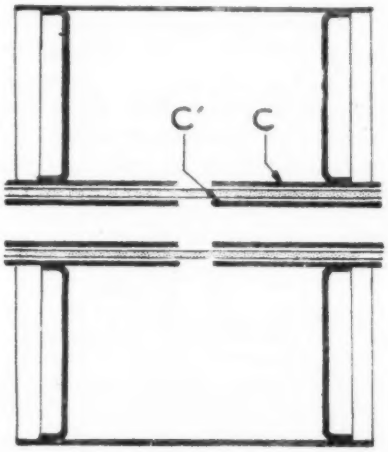


Fig. 5.

constructive permettant d'employer des cavités extérieures à l'enceinte à vide consiste à les coupler capacitivement à des électrodes placées dans cette enceinte [39], comme l'indique le schéma de la figure 5. Les dimensions des parties capacitives (C et C') doivent être alors choisies de manière à n'introduire qu'une faible résistance pour le courant H. F. circulant dans la paroi, mais à cause des pertes dans le diélectrique, la qualité du circuit est bien moindre que lorsqu'il est réalisé sans coupures. Comme pour la disposition de la figure 3, on obtient là, comme avantages, que le tube à décharge est interchangeable et que les résonateurs creux peuvent être ajustés sans difficulté. Pour réduire les pertes dans la paroi diélectrique de l'enceinte à vide, il est avantageux, pour les tubes de puissance surtout, de placer ces parois là où, dans les rhumbatrons, le champ H. F. a une intensité plus faible qu'entre les parties rentrantes; une telle disposition [55] est prévue en figure 6, et la photographie de la figure 7 montre le système d'électrodes H. F. d'un klystron construit sur ce principe par Grivet dans notre laboratoire, en 1942. Notons qu'avec des cavités

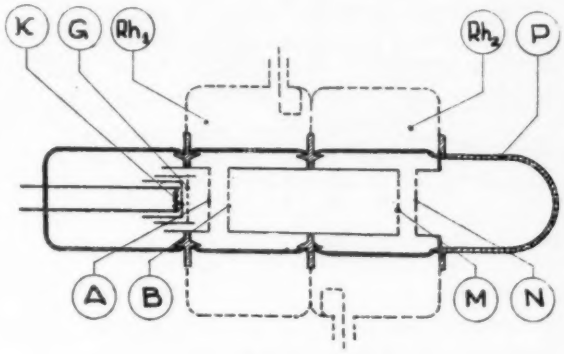


Fig. 6.

extérieures au récipient à décharge du genre de celles qui sont représentées en figure 3, 5 et 6, on peut modifier à volonté les constantes de circuit de ces cavités sans toucher à l'écartement des

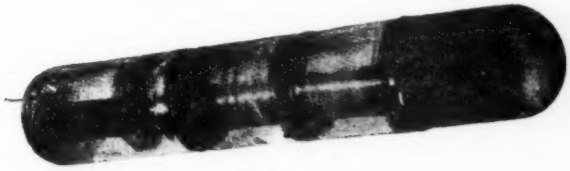


Fig. 7.

électrodes H. F. (on peut, par exemple, écraser les rhumbatrons diamétralement avec une ceinture de force). La distance angulaire des électrodes étant l'un des éléments essentiels du fonctionnement, ces diverses dispositions peuvent présenter un grand intérêt.

Bien entendu, les cavités peuvent avoir d'autres formes que la forme de révolution autour du faisceau électronique; par exemple, elles peuvent être constituées par des tronçons limités de guides d'ondes à section rectangulaire, comme il est représenté en figures 8 et 9. La variation des constantes du circuit peut alors être produite par déplacement d'un piston ou par tout autre système approprié [55].

La figure 10 montre une construction, à la fois beaucoup plus simple et beaucoup plus efficace que les précédentes, de « klystron » à cavités déformables [45]. Le tube, dans lequel tout diélectrique solide est éliminé à l'intérieur des rhumbatrons, est

constitué essentiellement par un cylindre métallique rigide, terminé par des parois souples (analogues à des parois de manomètre métallique) manœuvrables

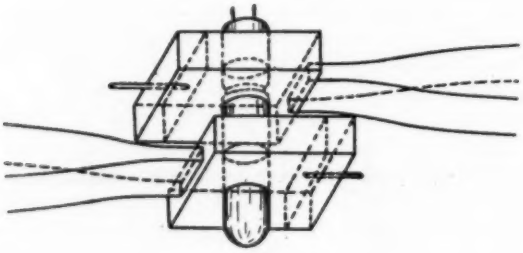


Fig. 8.

de l'extérieur au moyen d'un levier qui traverse l'enceinte à vide dans une pastille élastique incorporée à sa paroi. La seule articulation nécessaire est cons-

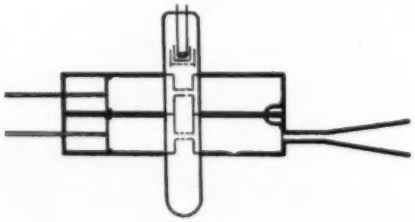


Fig. 9.

tituée par une fourche telle que F et un pivot tel que S; avec quelques précautions, l'emploi de cette articulation est compatible avec un « vidage » correct

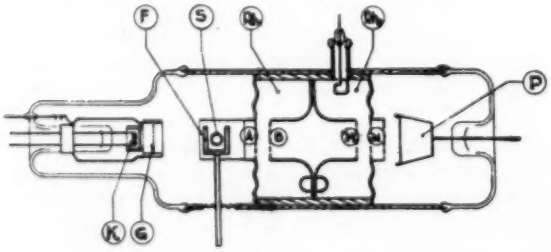


Fig. 10.

de tube scellé. Si besoin en est, un système analogue permet de faire varier le couplage entre les deux rhumbatrons. Cette conception conduit à une réalisation robuste ne demandant pas de système de pompage permanent. La figure 11 montre une disposition utilisant le principe constructif précédent, mais avec laquelle il est possible de faire varier indépendamment la distance entre les électrodes du rhumbatron collecteur et la hauteur de celui-ci [46]; cette disposition peut, dans certains cas, faciliter

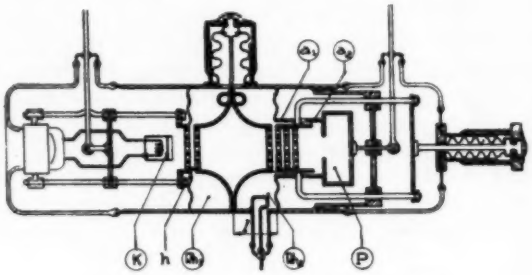


Fig. 11.

l'obtention des conditions optima de fonctionnement. La continuité de l'écoulement du courant H. F. dans la paroi est assurée par la capacité cylindrique entre les anneaux a_1 et a_2 (elle peut l'être aussi par un contact glissant entre ces deux anneaux).

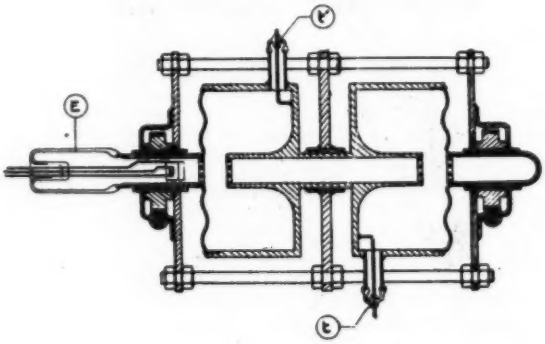


Fig. 12.

La figure 12 représente une autre conception, également très importante, de « klystron » à cavités accordables, qui est caractérisée par le fait que les rhumbatrons, tout en étant axialement déformables grâce à l'élasticité de leurs parois terminales, constituent, à eux seuls, la quasi-totalité de l'enceinte à vide; celle-ci n'est, en effet, complétée que par la petite ampoule isolante E, servant de support au canon à électrons, et par les joints étanches t et t' obturant les tronçons de ligne coaxiale qui servent au transfert de l'énergie H. F.

Sous diverses formes ne différant que sur des points de détail — d'ailleurs quelquefois pratiquement très importants —, cette conception cons-

tructive est l'une des plus intéressantes et, par suite, sans doute l'une des plus utilisées à l'heure actuelle [30], [34], [84]. Elle présente, en effet, outre la possibilité de régler indépendamment les fréquences propres des deux cavités, de grands avantages que l'on peut résumer ainsi :

a. Elle permet un facile et énergique refroidissement du collecteur au moyen d'un fluide en mouvement (eau, huile, air);

b. Aucun diélectrique solide n'est présent dans le champ H. F. des cavités;

c. Le système mécanique de déformation n'étant mis en place sur le tube qu'une fois les opérations de vidage terminées, on peut faire un dégazage poussé des électrodes (et de toutes les parties du tube qui chauffent en fonctionnement);

d. Ainsi qu'on le verra plus loin, on peut aisément combiner, grâce à un choix judicieux de leur forme et de leur nature, les éléments de déformation à ceux d'un système de focalisation magnétique très efficace;

e. Les pièces constitutives sont peu coûteuses et faciles à réaliser (emboutissage, repoussage); leur assemblage est aisé parce qu'il ne nécessite que peu de soudures étanches;

f. Du fait que le mécanisme de déformation n'est mis en place qu'après le pompage, ce système peut être réalisé avec toute la précision nécessaire pour une action lente et progressive.

Cependant la conception constructive illustrée par la figure 12 peut être difficile à utiliser quand elle doit être appliquée à des tubes de petites dimensions (tubes pour faibles longueurs d'onde); en effet, les différentes soudures ou brasures sont très proches, c'est-à-dire difficiles à réaliser correctement, et, d'autre part, l'élasticité réduite des petites parois souples qui doivent rester relativement épaisses pour être étanches, ne permet que de faibles déformations. On peut pallier à ces difficultés, tout en gardant les avantages précités, en recourant à la disposition de la figure 13; là [44], comme dans les cas de la forme représentée en figure 10, on ne se sert pas de la paroi déformable de la cavité pour assurer l'étanchéité, ce qui permet d'employer un métal aussi mince qu'il est nécessaire et les soudures sont reportées sur des parois relativement épaisses, de grandes dimensions et facilement accessibles. La déformation de la cavité proprement dite peut être permise par contact glissant, comme on l'a représenté pour le cas du rassembleur, mais il est préférable, pour laisser aux cavités la meilleure qualité possible, d'éviter la résistance correspondante (plus ou moins bien déterminée) et d'employer une soudure comme il est représenté pour le collecteur.

La haute efficacité du fonctionnement d'un tube à modulation de vitesse auto-oscillateur représentable par le schéma de la figure 1 *b* est liée, d'une part, à ce que le faisceau électronique arrive dans le champ du rassembleur sans être modulé en

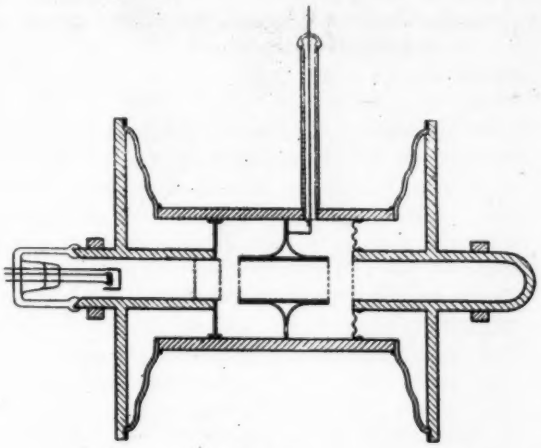


Fig. 13.

densité, tandis qu'il l'est profondément en pénétrant dans le champ du collecteur et, d'autre part, à ce que le champ électrique H. F., agissant sur les électrons dans le collecteur, peut être réglé de façon à être beaucoup plus intense que celui qui agit dans le rassembleur; c'est grâce à cela, en effet, que l'énergie H. F. consommée pour la commande peut être rendue bien plus petite que l'énergie H. F. cédée par les électrons dans le collecteur. Dans le type de tube à modulation de vitesse auquel correspondent les formes constructives qui viennent d'être examinées, on réalise, au mieux, les deux effets précédents en employant, pour créer les champs de rassemblement et de prélèvement d'énergie, deux cavités oscillantes séparées et couplées faiblement. La nécessité de régler d'une manière très précise, l'une par rapport à l'autre, les fréquences de ces deux cavités pour obtenir les conditions optima de fonctionnement, peut alors être considérée comme un inconvénient parce qu'une variation des fréquences propres des rhumbatrons peut se produire d'une manière incontrôlée sous l'effet de leur échauffement au cours du fonctionnement; en effet, surtout dans les tubes puissants, des électrons en

nombre relativement important viennent heurter les parties solides des électrodes H. F. et les parois du tube de glissement. Il peut en résulter une dérive thermique de la fréquence de fonctionnement et une diminution du rendement (d'où l'intérêt particulier des tubes dont les rhumbatrons peuvent être refroidis énergiquement); en fait, l'expérience prouve, qu'avec des conceptions constructives du genre de celles qu'illustre la figure 12, cet inconvénient ne nuit pratiquement pas au fonctionnement de tubes d'une puissance déjà importante. Il est bon, néanmoins, de considérer des tubes qui, systématiquement, ne le présentent qu'à un degré moindre et même pas du tout.

Le premier de ces tubes est le tube à modulation de vitesse représentable par le schéma de la figure 1 *b* dans lequel le couplage entre le rhumbatron rassembleur et le rhumbatron collecteur est relativement très serré; dans un tel tube, le désaccord de fréquence entre les deux rhumbatrons n'a pas besoin d'être ajusté avec autant de précision que dans l'auto-oscillateur à couplage très lâche, et une petite variation accidentelle des fréquences propres est sans grand effet sur le rendement, mais, comme l'explique la théorie (dans laquelle il est important de tenir compte de la largeur des champs agissant sur les électrons), les possibilités de ces tubes sont nettement et systématiquement moins avantageuses, du point de vue du bilan total de la transformation de l'énergie continue en énergie H. F., que celles des tubes dans lesquels un couplage lâche est utilisé. En contre-partie, la construction des auto-oscillateurs à couplage très serré est beaucoup plus facile puisque les rhumbatrons n'ont pas besoin d'être rigoureusement accordés en fréquence; à cause des difficiles problèmes constructifs posés par la réalisation des tubes à cavités accordables de très petites dimensions, les auto-oscillateurs à couplage très serré présentent un intérêt certain dans le domaine des longueurs d'onde de quelques centimètres. Sur cette base, des réalisations très intéressantes ont été faites, d'ailleurs, en France, aux laboratoires L. M. T. en particulier [68], [75].

B. Klystron à cavité unique.

On obtient un type de tube à modulation de vitesse auto-oscillateur à conversion par glissement dans lequel l'inconvénient d'un désaccord de fréquence entre les champs de rassemblement et de prélèvement d'énergie n'existe pas en utilisant, pour produire ces champs, un organe oscillant unique; grâce à un choix convenable de cet organe, on peut faire en sorte que les intervalles dans lesquels les champs H. F. agissent sur les électrons soient séparés l'un de l'autre par un espace libre de champ H. F. permettant leur groupement (1). Considérons deux cavités de révolution, de profil de forme rentrante, accolées comme le représente la figure 14 [22]; admettons que ces deux cavités aient été déterminées pour avoir la même fréquence de résonance (ce qui n'implique évidemment pas les mêmes dimensions) et qu'elles soient excitées par un générateur extérieur, au moyen des deux boucles *b* et *b'*, de façon que les champs magnétiques dans chacune d'elles soient égaux au voisinage de la paroi commune. La réalisation de cette condition entraîne que les courants H. F. (représentés par les flèches) à la surface latérale de la paroi commune, soient de

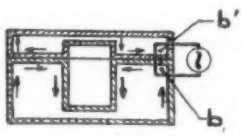


Fig. 14.

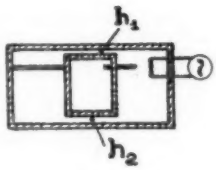


Fig. 15.

même fréquence, égaux et en opposition de phase; en conséquence, cette paroi peut être supprimée sans que le champ oscillant soit perturbé dans le système restant (et sans que la longueur d'onde de résonance soit changée); on peut aussi la remplacer par de minces supports conducteurs ou isolants, disposés comme les rayons d'une roue et maintenant le conducteur interne comme le représente la figure 15. La cavité ainsi obtenue est susceptible d'être utilisée, en la faisant traverser axialement par un faisceau électronique, à la fois pour moduler celui-ci dans sa vitesse et pour y prélever de l'énergie H. F. (le conducteur interne servant de tube de glissement); en d'autres termes, elle peut remplacer à la fois le rhumbatron rassembleur et le rhumbatron collecteur d'un klystron ordinaire.

(1) Un tel tube ne doit donc pas être confondu, du fait de sa cavité unique, avec celui auquel on donne quelquefois le nom de « tube réflex » et qui est caractérisé par le fait que le faisceau, après avoir été modulé dans sa vitesse au moment du passage à travers une cavité, est renvoyé, par réflexion, grâce à un champ retardateur constant, à l'intérieur de la même cavité et du même espace interélectrode. Ces tubes réflex, qui conviennent particulièrement pour servir d'oscillateurs locaux dans les récepteurs superhétérodynes et dont le fonctionnement est expliqué dans l'article cité sous [41], ont fait l'objet, dans notre laboratoire, d'études précises dont il sera rendu compte ultérieurement.

En déterminant convenablement la forme de cette cavité, et notamment le rapport des écartements h_1 et h_2, on peut faire en sorte que le champ servant à la modulation de vitesse n'atteigne qu'une faible intensité par rapport à celui servant au prélèvement d'énergie, si bien qu'on conserve, dans une certaine mesure, l'avantage du système à deux organes oscillants séparés, tout en éliminant l'inconvénient dont nous avons parlé plus haut (ce qui n'empêche d'ailleurs pas la dérive thermique de fréquence de la cavité de se manifester par une variation de la longueur d'onde de fonctionnement).

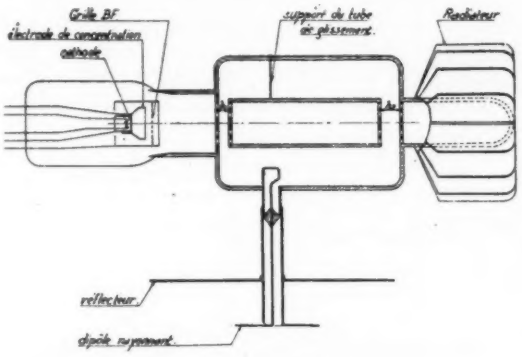


Fig. 16.

La figure 16 montre une forme constructive simple de ce système, prévue dans notre laboratoire sur la base des considérations précédentes.

C. Tubes utilisant un tronçon de ligne de transmission comme circuit oscillant unique.

En 1940, Ludi, de la Compagnie Brown Boveri, a décrit un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement dont l'organe oscillant était constitué par un seul tronçon de ligne de transmission (ligne de Lècher bifilaire court-circuitée au moins à l'une de ses extrémités) [37]. Dans cet appareil, les champs électriques oscillants agissant sur les électrons sont produits entre des électrodes grillagées connectées sur la ligne à des emplacements et avec des écartements tels que le champ rassembleur prenne, là aussi, une intensité nettement inférieure à celle du champ collecteur. En fait, tout au moins sous sa forme originale, le système ne peut avoir que des possibilités très limitées, à l'émission, à cause de la qualité médiocre de son organe oscillant, mais, en contre-partie, il a l'avantage d'être d'une construction extrêmement simple, bien compatible avec les exigences de la technique des tubes à vide. En remplaçant le tronçon de ligne bifilaire du système de Ludi par un tronçon de ligne coaxiale, on réalise un circuit de meilleure qualité (surtension et résistance de résonance plus élevée) et, par suite, de bien meilleures possibilités du point de vue rendement et puissance utile. De plus, le conducteur intérieur de la ligne servant d'écran, le groupement électronique peut se faire dans un espace exempt de toute force H. F. perturbatrice (forces qui sont présentes dans le système à ligne bifilaire). La figure 17 représente schématiquement la réalisation d'un tel tube dans le cas d'une ligne coaxiale court-circuitée à une extrémité. Il est bien évident que l'appareil ainsi réalisé peut être considéré comme étant de principe tout à fait analogue à celui qui est illustré par la figure 16.

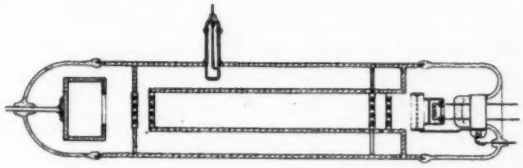


Fig. 17.

En cherchant toujours à conserver au rapport des champs de commande et de prélèvement une valeur convenable, nous avons prévu d'utiliser une ligne coaxiale unique comme organe oscillant d'une autre manière particulièrement avantageuse dans certains cas : on fait traverser la ligne par le faisceau électronique suivant un diamètre et non coaxialement comme dans le système précédent. A cet effet, comme l'indique le schéma de la figure 18, les conducteurs internes et externes d'une ligne coaxiale, repliée sur elle-même, sont percés de petites ouvertures (munies ou non de grillages) et le faisceau traverse deux fois cette ligne [47]. La première traversée sert à la production de la modulation de vitesse et la seconde au prélèvement d'énergie; à chacune de ces traversées, le faisceau est soumis à deux actions du champ H. F., et il est alors avantageux de choisir le diamètre du tube intérieur de façon à cumuler les effets. L'espace séparant les deux traversées, qui peut être aisément entouré d'une bobine focalisatrice, sert d'espace de glissement [1]. Les avantages de cette conception sont importants : le tube

[1] Le tube de la figure 19 constitue une sorte de « drift tube » de Hahn et Metcalf dont les électrodes à double extrémité seraient incorporées dans un même organe oscillant.

à décharge proprement dit a une forme très simple et est de réalisation aisée parce qu'il peut être construit séparément de l'organe oscillant associé. Celui-ci étant ajusté après fabrication et vidage du tube, toutes les modifications et tous les réglages nécessaires sur le circuit peuvent être faits sans difficulté : d'où une grande souplesse d'emploi. La

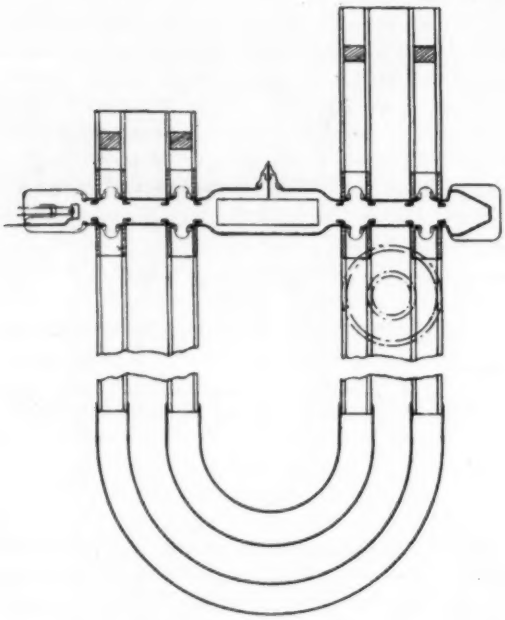


Fig. 18.

modification de la fréquence de fonctionnement est commode puisqu'elle est assurée par la modification de la longueur de la ligne; le réglage de la réaction également, puisqu'il dépend des points où se trouvent placées les électrodes. Les inconvénients sont la présence de diélectriques solides dans les champs H. F. développés entre les conducteurs intérieur et extérieur de la ligne et la limitation du diamètre des ouvertures à une valeur bien inférieure à celle de ces conducteurs (de façon que les électrons ne soient pas soumis à des forces dont la direction s'écarte par trop de celle de leur mouvement); néanmoins, avec quelques précautions dans la réalisation, cette conception peut être utile pour la construction de tubes de petite puissance à grande gamme de longueurs d'onde de fonctionnement.

Bien entendu, le dispositif de la figure 18 peut être transformé aisément en tube utilisant des organes oscillants distincts pour la modulation de vitesse et le prélèvement d'énergie; il suffit, pour cela, d'utiliser deux tronçons séparés de ligne de transmission qui, pour l'emploi en auto-oscillateur, sont reliés par un organe de réaction convenable.

D. Forme constructive du tube à effets cumulatifs de Hahn.

La figure 19 *a* représente schématiquement un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement, conçu par Hahn de la G^co [24] et qui est

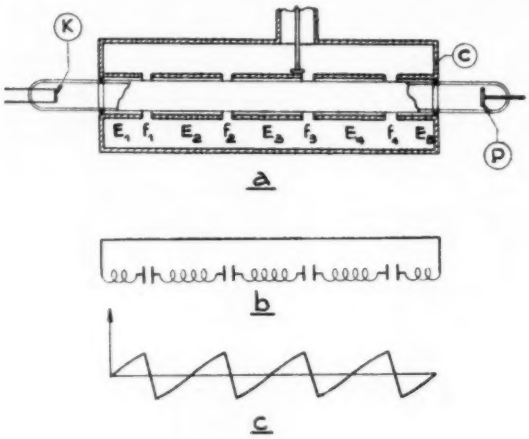


Fig. 19.

caractérisé par le fait que l'énergie cinétique des électrons, empruntée à la source continue d'accélération, est transformée en énergie H. F. dans l'organe oscillant en plusieurs fois au cours de passages dans des champs oscillants successifs où se produisent des effets cumulatifs; en d'autres termes, le système en question fonctionne approximativement comme un accélérateur à résonance inversé (c'est-à-dire tel que l'échange d'énergie s'y fait dans le sens d'une diminution de l'énergie cinétique moyenne des particules électrisées et non d'une augmentation de cette énergie, comme cela a lieu dans l'accélérateur de résonance normale dont le cyclotron est le modèle typique).

Dans le système de la figure 19 *a*, un faisceau électronique, initialement homogène en densité et en vitesse, est envoyé, suivant leur axe commun, à travers une suite d'éléments tubulaires creux formant, avec une enveloppe cylindrique coaxiale, un système résonant ayant, comme schéma équivalent, celui de la figure 19 *b*. Dans ces chéma, les éléments inductifs représentent les électrodes E_1, E_2, ..., E_5 regardées comme les composantes d'un

réseau d'impédances et les éléments capacitifs représentent les capacités « en bout » des électrodes adjacentes.

Quand l'organe oscillant du système est excité, des champs H. F. apparaissent entre les lèvres des fentes $f_1, \ldots, f_4$ séparant les extrémités des tubes creux intérieurs [1]; en réagissant sur le faisceau électronique, ces champs sont susceptibles de provoquer une transformation d'une partie importante de l'énergie cinétique des électrons en énergie H. F. dans l'organe oscillant. A cet effet, d'une part les cylindres creux intérieurs $E_1, E_2, \ldots, E_5$ doivent être dimensionnés convenablement, vis-à-vis de la vitesse du faisceau, pour servir de tubes de glissement successifs produisant des effets cumulatifs; d'autre part, leur écartement et leur section doivent être déterminés de façon que les « capacités en bout » soient correctement reliées à leurs constantes réparties et à celles de l'enveloppe C.

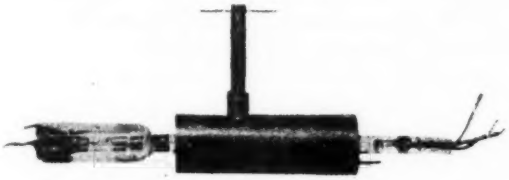


Fig. 20.

La photographie 20 montre un tube expérimental construit au laboratoire à la fin de 1940, par Marthe Lortie, sur les bases précédentes.

E. Formes constructives relatives à des dispositions ou à des conceptions nouvelles.

Dans un tube à modulation de vitesse, la puissance H. F. maximum que cède le faisceau électronique au champ de l'organe oscillant servant de collecteur d'énergie est d'autant plus grande qu'est plus élevé le produit de l'impédance Z_c de cet organe chargé, vu du faisceau, par le carré de l'amplitude $\mathcal{J}_2$ du courant total induit (à la fréquence de résonance de l'organe oscillant) dans les électrodes entre lesquelles est créé le champ électrique agissant sur les électrons [2].

Pour réaliser un tube à modulation de vitesse capable de débiter une puissance H. F. utile la plus grande possible, il faut évidemment choisir les dimensions de manière que le courant induit et l'impédance de résonance à vide du rhumbatron collecteur prennent la plus grande valeur possible; puis adopter conjointement la tension d'accélération correspondante [3]. Mais, pour les types de tubes à modulation de vitesse passés en revue précédemment, il existe une limite vite atteinte : certaines mesures prises pour accroître l'un des facteurs du produit $Z_c \mathcal{J}_2^2$ amènent, en effet, une diminution de l'autre. Par exemple, si, toutes choses égales par ailleurs, on diminue dans un tube du type klystron, la distance entre les parties rentrantes du rhumbatron collecteur d'énergie pour augmenter le rapport de l'amplitude du courant induit utile à celle du courant qui le produit (composante du courant alternatif transporté par le faisceau et de fréquence égale à celle de la vibration de la cavité), l'impédance du collecteur à vide (vue du faisceau) diminue à longueur d'onde donnée (ainsi que l'impédance en charge Z_c, si l'on se fixe un pourcentage de pertes, c'est-à-dire le rapport Z_c/Z_v).

De même, si toutes choses égales par ailleurs, on augmente le diamètre des parties rentrantes du collecteur pour accroître la section du faisceau et, par suite, l'intensité du courant inducteur, l'impédance de cet organe diminue à partir d'une certaine valeur du diamètre du conducteur intérieur [4]. L'effet de l'accroissement du courant inducteur est alors contre-balancé par une diminution de l'impédance shunt de la cavité et le bénéfice n'est donc pas aussi grand qu'on pourrait le souhaiter; le plus souvent, d'ailleurs, une augmentation de la section du faisceau amène une diminution de l'efficacité de l'échange d'énergie dans le champ du collecteur, soit du fait de l'accroissement de la largeur effective du champ (à distance géométrique constante entre les parties rentrantes, à cause du débordement du champ), soit, si des grillages matérialisent les électrodes H. F. en raison de l'augmentation du nombre d'électrons captés par les éléments solides desdits grillages.

---

(1) Le diagramme de la figure 27 *c* représente schématiquement la répartition de potentiel H. F. instantanée le long des électrodes par rapport à celui de l'enveloppe C.

(2) Le courant induit d'amplitude $\mathcal{J}_2$ est celui qui traverse l'impédance shunt du circuit oscillant à constantes localisées équivalent à la cavité collectrice vue du faisceau : pour les conditions de phase optima et dans le cas de l'accord de la cavité sur la fréquence fondamentale du courant induit, on a

$$W_u = \frac{Z_c \mathcal{J}_2^2}{2},$$

Z_c étant une résistance pure.

(3) Compte tenu de la charge.

(4) *Voir*, par exemple, la figure 33 de l'article cité sous la référence [69] (figure relative à une cavité non munie de trous pour le passage des électrons).

En employant des vitesses électroniques très élevées, c'est-à-dire des tensions continues d'accélération très grandes, il est possible, d'une part, d'obtenir des faisceaux relativement fins transportant de grandes intensités, et, d'autre part, de conserver de hauts rendements de cession d'énergie dans les champs des collecteurs, même si les électrodes de ceux-ci sont relativement écartées (puisque, grâce à la grande valeur de la vitesse électronique, la largeur angulaire du champ reste faible); ceci permet l'emploi des cavités collectrices à grande impédance shunt et, par suite, autorise l'obtention de grandes puissances H. F. Celles-ci, pratiquement, sont limitées en premier lieu par les dissipations énergétiques admissibles sur les électrodes H. F. et le collecteur d'électrons, ainsi que par le débit de la cathode; grâce à des dispositions particulières indiquées plus loin, on peut reculer notablement ces limites dont certaines disparaissent d'elles-mêmes, pour des applications particulières : il en est ainsi, par exemple, pour celles qui viennent des dissipations énergétiques quand on considère des tubes destinés à fournir des impulsions d'oscillations très puissantes, mais très brèves, comme celles qui sont nécessaires pour la télémétrie, l'altimétrie ou la détection électromagnétiques. Dans ce cas, en effet, le tube débite pendant des intervalles de temps très courts devant leur espacement, si bien que les puissances moyennes appliquées et dissipées sont très faibles, tandis que la puissance utile de crête peut atteindre des valeurs considérables devant les puissances de régime permanent (1). Du point de vue pratique, les très hautes tensions d'accélération des électrons nécessitent un certain nombre de précautions dans la construction qui conduisent, en général, à des encombrements importants; d'autre part, elles sont quelquefois prohibitives pour certaines applications (tubes destinés à des émetteurs mobiles par exemple). Dans de telles conditions, en particulier, il convient de porter attention à des solutions de compromis basées sur l'utilisation d'organes oscillants d'impédance shunt relativement basse. Les chercheurs de la Stanford University ont proposé une telle solution dans laquelle les cavités utilisées ont la forme qui correspond à celle qui est obtenue en faisant tourner le profil rentrant générateur d'un rhumbatron de klystron ordinaire autour d'un axe parallèle à l'axe de symétrie dudit profil rentrant, mais extérieur à celui-ci [12]. Bien que leur impédance shunt et leur surtension soient relativement faibles (en particulier du fait des grandes parties capacitives), les cavités de cette forme sont intéressantes pour la réalisation de tubes de grande puissance parce que, conjointement à la grande section que l'on peut donner au faisceau traversant les parties rentrantes, la fréquence de résonance de la cavité pour la vibration excitée par les électrons reste du même ordre de grandeur que celle du rhumbatron ordinaire ayant les mêmes dimensions de section axiale génératrice. Du fait de la symétrie de ce système par rapport à un axe parallèle au faisceau, il existe, du côté de sa réalisation pratique, de nombreuses difficultés à résoudre pour assurer la dissipation de l'énergie perdue dans le tube; cette dissipation doit, en effet, se faire sur des électrodes ayant une surface relativement faible. D'autre part, la focalisation d'un faisceau annulaire de grand diamètre pose également des problèmes difficiles; il est donc préférable, du point de vue technique, d'adopter, pour les tubes puissants, une forme de réalisation basée sur une disposition des organes autour d'un axe central [25], [27], [28], [32], [40].

La figure 21 représente une telle disposition particulièrement efficace pour les ondes décimétriques et centimétriques [16]; le système de cavités possède un axe de révolution perpendiculaire au faisceau électronique, lequel a une forme voisine de celle d'une galette plate. Avec cette disposition, les inconvénients précités sont notablement atténués et, de plus, les effets nuisibles de la charge d'espace, dans la partie du faisceau située après les grilles du rassembleur (quand on s'approche du collecteur), sont relativement réduits parce que le faisceau possède, dans cette région, une section très grande et, qu'à cause de la divergence du flux, ces phénomènes diminuent lorsqu'on s'éloigne de la cathode. Sur le dessin 21, on voit successivement, en partant de l'axe : la cathode K de forme cylindrique chauffée par le filament F, la grille de contrôle G, le rhumbatron rassembleur Rh_1, le rhumbatron collecteur Rh_2, et, enfin, le collecteur d'électrons; tels qu'ils sont représentés, ces trois derniers organes font, mécaniquement et électriquement, corps et doivent donc être portés, au cours du fonction-

(1) Bien que l'on puisse produire des « tops » brefs et puissants d'oscillations de très courte longueur d'onde (par exemple des tops de quelques microsecondes correspondant à quelques dizaines de kilowatts en crête sur une vingtaine de centimètres de longueur d'onde) avec des tubes à modulation de vitesse spécialement conçus, dimensionnés et alimentés, il nous semble préférable, pour ce genre de travail, d'employer des magnétrons qui, par principe, sont plus convenables et dont la construction est plus simple, même compte tenu de la nécessité d'associer les électrodes avec des cavités; les possibilités des magnétrons dans le régime en impulsions correspondent, en fait, à des puissances d'un ordre de grandeur bien plus élevé.

nement, au même potentiel positif par rapport à la cathode. Les orifices ménagés dans les parties rentrantes des cavités pour le passage des électrons sont munis de barreaux plats disposés parallèlement à l'axe de la cathode. Le système représenté

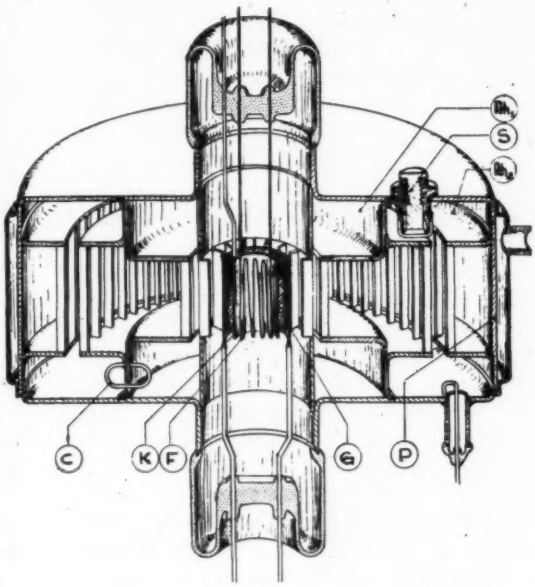


Fig. 21.

en figure 21 est prévu pour fonctionner comme auto-oscillateur; la boucle C est l'organe de réaction nécessaire pour cet usage. La section augmentant avec la distance à l'axe, il est possible, sans augmenter les effets de la charge d'espace le long du faisceau, d'utiliser le système de focalisation pour réduire l'épaisseur du faisceau au niveau du collecteur, ce qui peut avoir un intérêt du point de vue de la valeur de l'impédance de résonance.

Dans le système de la figure 21, où l'augmentation de puissance est acquise par une augmentation de la section offerte au faisceau électronique, la partie capacitive des cavités est relativement très élevée, ainsi que la résistance de pertes r (grossièrement proportionnelle à la surface des parois), tandis que l'inductance $L\omega$ (inversement proportionnelle à $C\omega$) est très réduite; il s'ensuit que la qualité $\frac{L\omega}{r}$ du circuit équivalent à la cavité est relativement faible. Si cette propriété est utilisable pour la confection d'amplificateurs à large bande passante, elle n'en constitue pas moins l'origine d'une nouvelle limite à l'augmentation de puissance.

Cette limite est, à son tour, largement dépassée par les possibilités d'une conception imaginée également dans ce laboratoire [82], et suivant laquelle plusieurs faisceaux électroniques fins et distincts traversent successivement deux cavités (la première servant de rhumbatron rassembleur et la seconde de

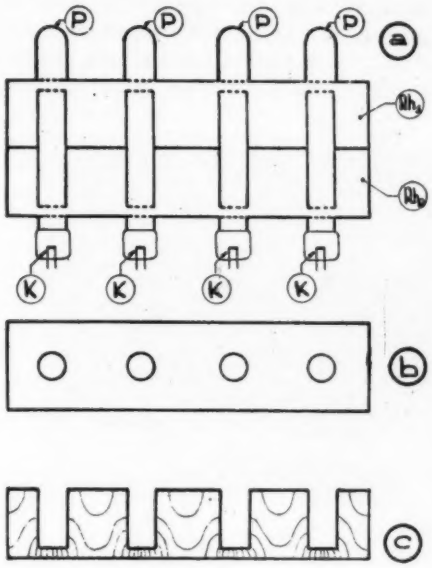


Fig. 22.

rhumbatron collecteur) de formes telles que l'écartement des parois est faible seulement au voisinage des faisceaux et que l'énergie électrique est principalement localisée aux points de traversée. Ce système peut être réalisé suivant différentes variantes dont les figures 22 *a* et 22 *b* donnent schématiquement un exemple. Ici, le tube se présente sous la forme de deux boîtes parallélépipédiques accolées par une cloison commune qui est munie en certains points (au nombre de 4 sur la figure) de tampons creux, par exemple cylindriques, servant de tunnels de glissement; en regard des points en question sont disposés, d'un côté des canons à électrons et, de l'autre, des électrodes aptatrices. Un tel système peut être regardé comme dérivé, par suppression des parois mitoyennes, d'un ensemble de 4 klystrons identiques, placés côte à côte et dont les rhumbatrons auraient une section carrée. Puisque, d'une part, les modes de vibration des cavités d'un même groupe (rassembleur par exemple) seraient identiques dans un tel ensemble et, d'autre part, que les lignes de

force du champ électrique seraient normales aux parois mitoyennes (qui sont des plans de symétrie), il est, en effet, possible de supprimer les parois communes sans modifier l'état vibratoire des cavités. La figure 22 *c* représente schématiquement la coupe, passant par le milieu de la partie rentrante, d'une cavité du système de la figure 22 *a* : les traits fins représentent approximativement les lignes de force du champ électrique (l'énergie électrique est principalement localisée dans les régions, distinctes les unes des autres, où passent les faisceaux électroniques). Le système se comporte à peu près au point de vue énergétique comme celui qui serait constitué

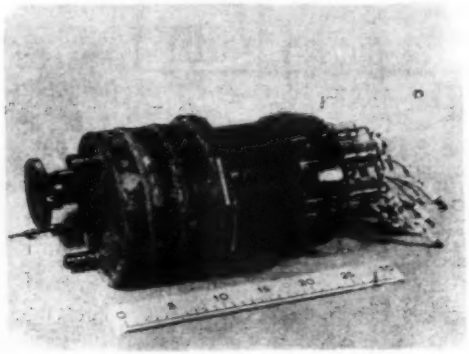


Fig. 23.

par 4 klystrons réunis en parallèle et dont les rassembleur et collecteur seraient couplés respectivement entre eux, mais les organes d'accord de fréquence et de phase nécessaires pour ce couplage (d'ailleurs quasiment impossible à réaliser en pratique avec la finesse désirée) sont matériellement inexistants. Un seul organe de couplage entre la cavité rassembleuse et la cavité collectrice est utile, de même qu'un seul organe de prélèvement de l'énergie cédée par les électrons. L'un des avantages d'un tube de ce type particulier vient de la qualité des cavités qu'il utilise, qualité qui est supérieure, finalement, à celle des cavités élémentaires dont il dérive par association (parce que, en supprimant les parois mitoyennes, on supprime, *ipso facto*, les pertes par effet Joule dans ces parois sans modifier sensiblement l'inductance et la capacité du circuit équivalent à chacune des cavités élémentaires vues des faisceaux).

La figure 23 montre une réalisation expérimentale de l'une des dispositions les plus immédiates; l'échelle, placée à côté du système qui est prévu pour $\lambda = 13$ cm, indique que les enceintes creuses gardent des dimensions relativement grandes, ce qui permet d'appliquer le principe pour la construction de tubes destinés à fonctionner sur quelques centimètres de longueur d'onde; là, les cellules élémentaires d'un même élément (rassembleur ou collecteur) excitées par des faisceaux électroniques parallèles entre eux (comme dans le schéma de la figure 22), sont placées l'une à côté de l'autre avec leurs sections inscrites dans un anneau.

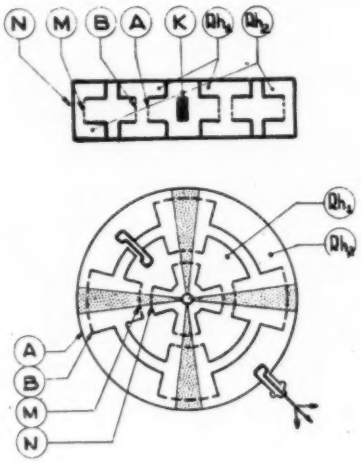


Fig. 24.

Une autre disposition avantageuse du point de vue constructif est celle qui utilise une cathode axiale, les cellules rassembleuse et collectrice étant disposées sur le parcours des faisceaux fins s'étendant radialement. Les figures 24 *a* et 24 *b* représentent, schématiquement, la coupe de plan et la coupe d'élévation de ce système; une cathode cylindrique est la source de quatre faisceaux électroniques rayonnant à partir du centre (la différence avec le système de la figure 21 est que le faisceau ne passe qu'en quatre points où sont seulement rapprochées les parois des cavités). Quatre alvéoles résonnantes servant de cavités rassembleuses et quatre alvéoles servant de cavités résonnantes collectrices sont prévues là, mais ce nombre peut être augmenté dans de larges limites avec le nombre de faisceaux élémentaires correspondants, ce qui permet d'atteindre des puissances considérables.

Dans toutes les conceptions qui viennent d'être examinées, l'augmentation de puissance utile est recherchée en utilisant des procédés qui laissent

intact le principe essentiel du fonctionnement des tubes à modulation de vitesse ordinaires, à groupement par glissement, à deux champs séparés sinusoïdalement variables; consécutivement, leur rendement est limité à la valeur de 58 % (pour le cas où l'on suppose obtenues les conditions optima de réglage et où l'on admet que les champs H. F. se conduisent comme des couches électriques doubles infiniment minces). La valeur du rendement de l'échange d'énergie entre un faisceau modulé en densité par contrôle de vitesse et le champ d'un organe oscillant que ce faisceau traverse peut pourtant être, en principe, améliorée (toujours dans l'hypothèse d'une largeur angulaire nulle dudit champ) jusqu'à près de 100 % si, comme nous l'avons indiqué en détails par ailleurs [58], on fait en sorte que, grâce à une forme périodique convenable du temps de transit dans l'espace de glissement, tous les électrons arrivent en même temps dans le champ collecteur avec lequel ils réagissent. Un tel résultat peut être obtenu en faisant subir au faisceau électronique, avant qu'il soit injecté dans l'espace de glissement, plusieurs modulations de vitesse successives de profondeur, de fréquence et de phase convenables : avec deux modulations de vitesse, un rendement théorique optimum d'environ 73 % remplacerait le rendement théorique optimum de 58 % du type normal. La mise en œuvre pratique de ce principe [57], facilitée par l'emploi de cavités cylindriques doublement connexes qui possèdent des modes de vibration dont les fréquences sont rigoureusement des harmoniques de la fondamentale, sera discutée ultérieurement ainsi que les possibilités de l'utilisation de l'une de ses variantes, qui consiste à profiter simplement *des effets de l'angle de transit fini des électrons dans un champ rassembleur unique suffisamment large*, pour obtenir une forme de modulation de vitesse plus avantageuse que la forme sinusoïdale. Il est bien évident que l'on ne saurait éventuellement trouver un bénéfice global avec ce dernier procédé (qui conduit finalement à régler judicieusement l'écartement des électrodes de modulation) que si l'on peut faire en sorte que l'augmentation de la puissance de commande entraînée par la grande largeur du rassembleur ne contrebalance pas celle de la puissance cédée dans le collecteur. En fait, l'avantage susceptible d'être atteint de cette façon *est limité dans la pratique*, comme celui qui résulte de l'emploi de modulations de vitesse successives, par le débordement des champs à travers les ouvertures des électrodes H. F.: ce phénomène, dont il résulte que les réactions sur les électrons diffèrent dans une même section droite du faisceau, rend en effet difficile la réalisation des conditions recherchées et impose des formes particulières d'électrodes H. F.

Sur quelques problèmes techniques et technologiques posés par la construction des tubes a modulation de vitesse.

A. Cathodes.

Le premier problème posé par la réalisation des tubes à modulation de vitesse consiste à produire un faisceau électronique de grande densité, bien délimité et qui, le plus souvent, puisse être, par la suite, maintenu parfaitement rectiligne. Les cathodes qui semblent s'imposer *a priori* dans les tubes à modulation de vitesse sont les cathodes à chauffage indirect, dites « à oxydes » : en effet, elles possèdent une haute émissivité spécifique (émission par centimètre carré) et un haut rendement électronique (émission par watt de chauffage); pouvant être chauffées par des éléments chauffants bispiralés, les effets de courbure des trajectoires qui résultent du champ magnétique de leur courant de chauffage sont négligeables et, d'autre part, étant équipotentielles, elles conviennent pour la production de faisceaux monocinétiques. Enfin, elles se prêtent relativement bien à l'obtention de faisceaux annulaires (*fig.* 26) [33] ou filiformes (*fig.* 27) utiles dans certaines conceptions, ainsi qu'à l'incorporation dans des systèmes d'optique électronique, tels que ceux décrits par Pierce [38] et qui permettent de concentrer ou de maintenir rectilignes des faisceaux électroniques denses. A côté de tous ces avantages importants, les cathodes à oxydes réalisées de la façon habituelle présentent le grave inconvénient de n'avoir qu'une faible durée quand elles sont utilisées dans des tubes qui fonctionnent à haute tension et où sont présentes des pièces métalliques (éléments de cavités, par exemple), que l'on ne peut purger de gaz que très incomplètement; leur surface active est, en

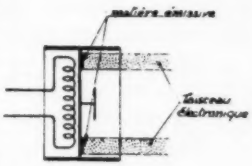


Fig. 25.

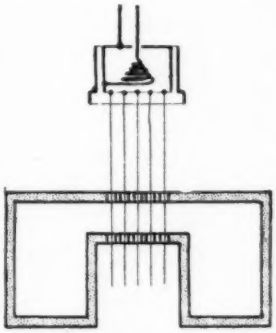


Fig. 26.

effet, rapidement détruite par le bombardement intense des ions rapides. On remédie à ce défaut en utilisant des cathodes dont la surface émettrice est protégée de ce bombardement; la figure 27 montre une cathode de ce genre [62], imaginée par H. Gutton et P. Grivet. Là, une cathode cylindrique C, recouverte intérieurement de matière émissive, est disposée coaxialement avec un cylindre intérieur A_1,

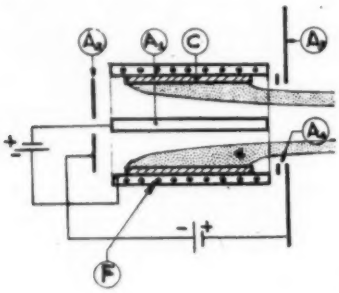


Fig. 27.

que l'on polarise positivement par rapport à C. Ce système d'électrodes est placé dans un champ magnétique et dans un champ électrique dont les lignes de force sont parallèles à l'axe. En donnant au champ magnétique une intensité suffisante, on empêche les électrons d'atteindre l'anode (en réalisant ainsi une sorte de magnétron, à anode intérieure, dont le courant anodique est bloqué) et, avec le champ électrique longitudinal, on leur communique une composante de vitesse qui leur fait quitter latéralement l'espace anode cathode CA_1 (le champ électrique auxiliaire est créé, dans le cas de la figure 27, entre les diaphragmes A_2 et A_3 placés aux extrémités). Comme le diaphragme A_3 est percé d'un trou de diamètre voisin de celui de la cathode, les électrons émergent de A_3, sous forme d'un faisceau annulaire que l'on peut soumettre par la suite à l'action d'un système focalisant. La protection de la surface active contre le bombardement des ions est ainsi assurée par le nuage de charges spatiales négatives environnant intérieurement le cylindre C. Le champ magnétique peut être produit par un système d'aimants permanents avec des pièces polaires directement associées au système d'électrodes et la cathode C peut être chauffée, extérieurement, par un fil enroulé en double hélice placé à l'intérieur dudit système; de cette façon, celui-ci est peu volumineux. Une telle cathode fournit, par ailleurs, la solution de l'un des plus importants problèmes qui se posent au point de vue de la réalisation des tubes puissants : celui de l'obtention d'une émission extrêmement élevée dans une section transversale faible; avec la cathode en question, on peut, dans une large mesure, augmenter à volonté le débit électronique en augmentant la longueur des électrodes.

Dans les tubes de puissance moyenne, comme ceux qui sont décrits au Chapitre V, la complication relative du système précédent est, néanmoins, gênante et, dans ce laboratoire, on a trouvé pratiquement intéressant d'utiliser, dans ce cas, des cathodes faites de fils de tungstène pur ou de tungstène thorié comme dans les lampes ordinaires d'émission. L'emploi de telles cathodes nécessite bien moins de précautions, pendant la fabrication, que les cathodes à oxydes (en particulier à cause des dégagements importants de gaz nocifs qui se produisent pendant le vidage) et place les tubes à modulation de vitesse sur le même plan que les lampes d'émission ordinaires de grande puissance au point de vue de la sécurité du fonctionnement, sans introduire, par ailleurs, d'inconvénients. D'une part, en effet, l'action perturbatrice du champ magnétique du courant de chauffage peut être éliminée par une disposition convenable des éléments (compensation des effets dus aux éléments voisins [54] et emploi simultané d'un champ extérieur de focalisation); d'autre part, le fait que la cathode ne soit pas équipotentielle ne nuit pas à la création d'un groupement accentué si la tension d'accélération des électrons est relativement élevée (1). La principale difficulté à résoudre est d'obtenir une émission suffisamment

(1) Examinons le cas d'un tube fonctionnant sur la base du schéma de la figure 1 *b*, par exemple, et désignons par V_0 la tension continue appliquée entre les élecrodes accélératrices (A, B, M et N) et le milieu de la cathode (supposée plane et parallèle aux électrodes précitées) et par u la chute de tension aux bornes de celle-ci; supposons que le courant émis par un élément soit proportionnel à la différence de potentiel aux bornes de cet élément (émission constante le long de la cathode avec variation linéaire du potentiel), que $u \ll V_0$, que les effets de la charge d'espace soient tous négligeables, que la modulation de vitesse soit sinusoïdale et de faible amplitude et qu'il n'y ait pas de pertes d'électrons entre la cathode et le collecteur.

Dans ces conditions, la largeur angulaire du champ H. F. et le degré de rassemblement sont peu différents de ce qu'ils sont avec une cathode équipotentielle, si bien que le fait qu'il parvienne au rassembleur des électrons de vitesses comprises entre $v_0(1+\gamma)$ et $v_0(1-\gamma)$ $\left(\text{avec } \gamma = \frac{u}{4V_0}\right)$ se traduit, en première approximation, seulement par un déphasage des électrons dans le collecteur. La fraction di_0 du courant correspondant à des électrons de vitesse $v_0(1+x)$ donne naissance, dans le collecteur, à un courant alternatif dont le fondamental est $di_2 = di_0[1 + 2J_1(r)\cos(\omega t - \lambda)]$ avec $\lambda = \frac{\omega l}{v_0}$, $J_1(r)$ étant le facteur de groupement (*voir* la note de la page 35) et l la longueur de l'espace de glissement.

importante dans une section relativement faible : pour un certain nombre d'applications, des résultats pratiquement satisfaisants sont, néanmoins, acquis soit avec des fils de tungstène pur, de forme spéciale, fonctionnant à température relativement élevée, soit avec des fils de tungstène recouverts de pâte de thorium dont l'utilisation est compatible avec le dégazage du cuivre et des tensions d'accélération relativement grandes.

B. Systèmes de focalisation des faisceaux électroniques.

Pour que l'efficacité du fonctionnement des tubes à modulation de vitesse à conversion par glissement atteigne son plus haut degré, il faut que le plus grand nombre possible des électrons émis par la cathode parvienne dans le collecteur; tous les électrons qui sont perdus en cours de route après avoir été accélérés par les sources de tensions continues contribuent à diminuer le rendement de l'appareil et affaiblissent d'autant la puissance H. F. Ces électrons sont, d'une part, ceux qui sont captés par les éléments solides des électrodes H. F. (particulièrement nombreux quand ces électrodes sont matérialisées par des grillages denses disposés sur le trajet des électrons) et, d'autre part, ceux qui viennent heurter les parois des tunnels de glissement (ou d'autres parties solides portées à un potentiel positif, avant d'arriver dans le champ du collecteur). Comme il sera discuté par la suite, lorsqu'on veut annuler le premier effet, on se heurte, dans certains cas, à des difficultés, parce que cela conduit finalement, par suite de l'action à distance nécessaire, à une diminution du rendement de l'échange d'énergie entre le champ H. F. du collecteur et les électrons qui y parviennent; mais, par contre, il est possible de faire en sorte que très peu d'électrons rencontrent l'électrode-étui constituant l'espace de rassemblement. Pour qu'il n'y en ait pas du tout, il suffirait que les trajectoires des électrons soient maintenues parfaitement rectilignes sur toute leur longueur et, comme la courbure de celles-ci vient des forces de répulsion réciproque des électrons qui font diverger naturellement le faisceau, on est amené à employer un dispositif focalisateur ou concentrateur pour contre-balancer les effets de ces forces. Ces effets ne sont pas exactement les mêmes que ceux qui sont produits quand le faisceau n'est pas modulé en densité; il convient de noter, à ce propos, qu'en l'absence du champ focalisateur, le groupement électronique se développant dans un faisceau de diamètre fini produit des mouvements d'électrons ayant une composante normale à l'axe, et que les effets produits par la modulation de vitesse peuvent s'écarter, dans certains cas, très sérieusement de ceux que l'on prévoit quand on ne tient pas compte des effets de charge d'espace. La modulation de vitesse peut produire, par exemple, dans le faisceau, une modulation de densité relativement faible, bien que la modulation du courant de conduction correspondant soit relativement grande, le faisceau traversant l'électrode de sortie ayant, au cours du temps, une densité presque uniforme, mais un diamètre largement variable.

A cause de leurs applications les plus fréquentes, les tubes à modulation de vitesse sont d'autant plus intéressants pratiquement qu'ils comportent moins d'appareils accessoires; d'autre part, leur construction est d'autant plus commode et plus sûre que le nombre des électrodes auxiliaires est plus réduit. En conséquence, le système de focalisation semblant, *a priori*, le plus convenable, est un système électrostatique placé avant les électrodes H. F. et composé d'électrodes peu encombrantes et ne nécessitant pas de tensions spéciales. C'est évidemment pour des tubes dont la structure est de révolution autour d'un axe coïncidant avec celui d'un faisceau électronique unique que le problème (au sujet duquel on trouve, dans la littérature française, une intéressante étude de Leboîteux et Becquemont [68]) est le plus facile à résoudre. Une disposition, efficace et simple, applicable dans ce cas, correspond à une cathode de surface concave, en forme de calotte sphérique par exemple, située dans un anneau convenablement polarisé et placée devant les diaphragmes percés constituant les électrodes accélératrices des électrons. Cette solution qui, accessoirement, a été schématisée pour le pilote du système de la figure 41 (bien qu'elle ne soit pas particulièrement indiquée pour des tubes de ce genre auxquels,

---

On a donc :

$$i_2 \approx i_0 \left[1 + 2 J_1(r) \frac{1}{2\gamma} \int_{-\gamma}^{+\gamma} \cos\omega \left[t - \frac{l}{v_0(1+x)} \right] dx \right]$$

Si $\lambda\gamma \ll 1$, on peut remplacer l'intégrale par

$$\int_{-\gamma}^{+\gamma} \cos(\omega t - \lambda + \lambda x)\, dx,$$

ce qui donne, pour le coefficient de $2 J_1(r)$, l'expression approximative

$$i_0 \frac{\sin\lambda\gamma}{\lambda\gamma} \cos(\omega t - \gamma) \approx i_0 \left(1 - \frac{\lambda^2\gamma^2}{6}\right) \cos(\omega t - \gamma)$$

$\frac{\lambda^2\gamma^2}{6}$ est inférieur à 0,1 si $u < \frac{3 V_0}{\lambda}$.

en général, on ne demande qu'une puissance relativement faible), convient surtout lorsque les tubes auxquels elle est appliquée ont un tunnel de glissement court et de gros diamètre; en effet, dans ce cas, il est possible de focaliser ainsi des faisceaux transportant une intensité relativement grande (ainsi que le montrent les résultats approximatifs de l'analyse théorique que Guénard a effectuée dans notre laboratoire [86]).

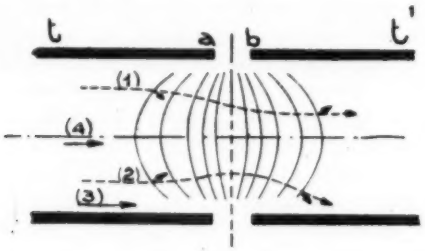


Fig. 28.

Un fait important, qui différencie les problèmes de la focalisation dans les tubes à modulation de vitesse d'avec ceux qui se posent dans d'autres tubes électroniques, vient de ce que, dans un tube à modulation de vitesse, le faisceau électronique se trouve soumis, au moment des traversées des champs H. F., à des forces électriques variables ayant, dans certains cas, une grande intensité. Considérons, par exemple, deux cylindres coaxiaux séparés par une fente et portés à des potentiels instantanés différents et admettons que la distribution de potentiel soit celle qui est représentée en figure 28. Quand un électron se déplace de gauche à droite, comme l'indique la trajectoire (1), et que le gradient de potentiel alternatif est accélérateur, cet électron est soumis d'abord à une composante radiale du champ électrique dirigée vers le centre; après avoir traversé le plan médian de la fente, il est soumis à une force tendant à l'écarter du faisceau. Quand la différence de potentiel entre les deux cylindres est continue, l'effet total est néanmoins une convergence du faisceau, car les électrons accélérés par la composante axiale du champ traversent la partie divergente du champ en un temps plus petit que celui qu'ils mettraient à traverser la partie convergente. Mais quand le champ varie au cours du temps pendant le trajet de l'électron d'une quantité appréciable, il peut exister, par contre, une divergence, parce que l'électron subit pendant son parcours, vers le bord de la fente, une action dirigée vers l'extérieur qui est de plus grande intensité que celle qu'il subit en direction du centre pendant qu'il entre dans le champ; ce cas est représenté par la trajectoire (2). Quand l'électron traverse le champ pendant que celui-ci est retardateur, les effets ci-dessus sont inversés, et c'est de cette façon que, lorsque le temps de parcours de l'électron dans le champ H. F. est appréciable, il peut se produire, dans le faisceau, une défocalisation périodiquement variable.

En rapport avec les considérations précédentes, il est des cas dans lesquels la focalisation magnétique est préférable à la focalisation électrostatique; parmi ces cas figurent ceux des tubes dans lesquels on désire employer des intensités relativement grandes et des tensions relativement faibles, et ceux des tubes dans lesquels une électrode grille à potentiel variable doit être placée devant la cathode pour contrôler d'une manière très complète le débit du faisceau.

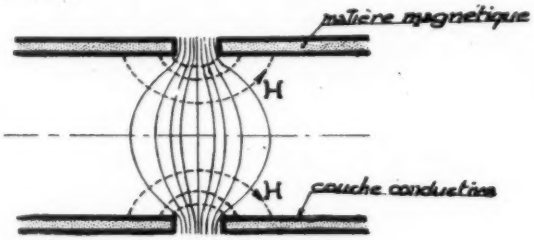


Fig. 29.

Dans un travail [31] relatif à un tube pour ondes ultra-courtes qui n'est pas un tube à modulation de vitesse, mais dans lequel l'effet de défocalisation expliqué à propos de la figure 28 se produit également, Haeff et Nergaard ont préconisé l'emploi d'une lentille magnétique dont le champ focalisant constant occupe à peu près la même région que le champ électrique défocalisant variable; une telle lentille peut être incorporée intimement aux conducteurs entre lesquels apparaît le champ agissant sur les électrons : par exemple, elle peut être constituée par des tubes de matière ferromagnétique reliés à un électro-aimant et recouverts superficiellement d'une couche bonne conductrice (*fig.* 29), ou par des bagues supplémentaires, comme celles qui sont représentées en traits pointillés sur la figure 4. Avec de telles lentilles, la force qui agit sur les électrons dépendant du carré de l'intensité du champ magnétique (laquelle est plus élevée au bord du faisceau qu'au centre), l'action la plus grande est produite sur les électrons extérieurs et il en résulte une véritable convergence; d'autre part, étant donné que le champ magnétique focalisateur

est produit juste dans la région où il est utile, l'énergie nécessaire pour le produire est relativement faible. L'inconvénient de cette disposition est que, pratiquement, elle n'est guère utilisable que dans le cas d'organes oscillants de formes appropriées extérieurs à l'enceinte à vide. Dans le cas contraire, par exemple avec des formes constructives telles que celles représentées en figures 10, 16 et 19, il est plus indiqué de recourir, pour la réalisation

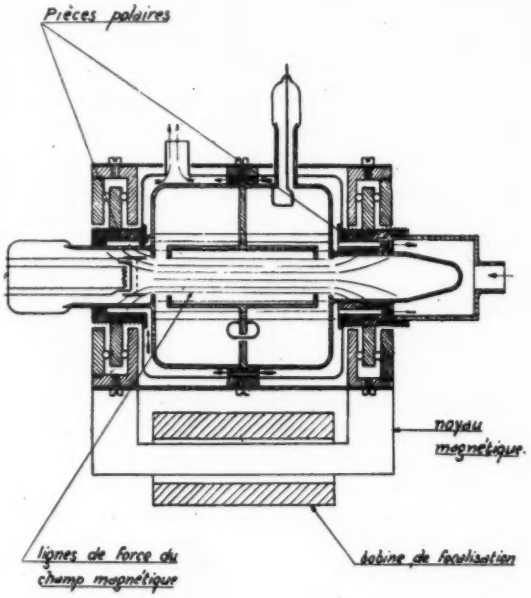


Fig. 30.

de tubes puissants, à des bobines longues ou à des systèmes d'électro-aimants produisant un champ magnétique uniforme parallèle à l'axe du faisceau et agissant tout le long des trajectoires des électrons. En utilisant un champ magnétique d'intensité suffisante conjointement à un système électrostatique préconcentrateur, on peut alors faire en sorte que le mouvement des électrons reste à peu près le même que si les forces de dispersion statiques ou dynamiques n'existaient pas. Si cette solution est moins économique que la précédente, elle est, à coup sûr, aussi efficace et peut être adoptée dans bien des cas pratiques intéressants, sans grande complication de la construction : la figure 30 montre, par exemple et suivant une conception développée dans ce laboratoire [78], l'application du principe à un tube à cavité déformable. En choisissant convenablement la forme et la nature des bagues métalliques sur lesquelles s'appuient les systèmes mécaniques de déformation, on peut se servir de ces bagues comme pièces polaires d'un électro-aimant dont le noyau est fourni par l'un des bras du support du système de déformation. L'un des intérêts de la disposition précédente est de ne pas nécessiter l'introduction d'éléments supplémentaires à l'intérieur du tube lui-même. Dans quelques cas, l'encombrement restreint que l'on désire donner au tube ne permet pas d'écarter les bagues ferromagnétiques suffisamment pour que le champ focalisateur soit assez uniforme et parallèle à l'axe vers les extrémités (là où sont crées les principaux effets de dispersion qu'il faut contre-balancer); on peut alors recourir à la disposition un peu plus compliquée de la figure 32 dans laquelle les pièces polaires sont introduites à l'intérieur de l'enceinte à vide [63]. Comme on le voit sur les dessins, les dispositions précédentes ne gênent en rien le refroidissement des cavités.

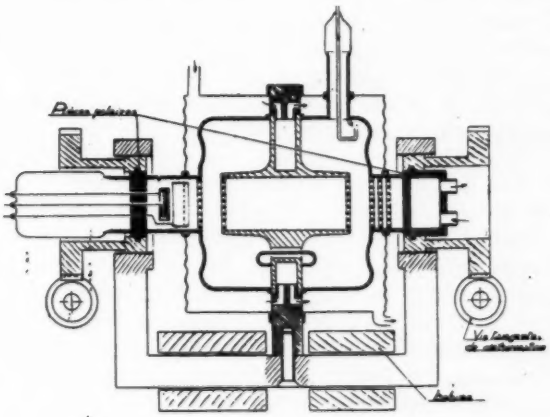


Fig. 31.

Une approximation de l'intensité du champ magnétique à employer dans un appareil du type de la figure 30 pour que les variations du diamètre du faisceau (supposé initialement cylindrique) n'excèdent pas une fraction ξ de ce diamètre, est trouvée simplement en ne tenant pas compte de la modulation de densité et en supposant la divergence du faisceau suffisamment faible pour que les forces radiales puissent être calculées à partir du faisceau non divergent; l'équation du mouvement des électrons conduit ainsi à

$$H^2 = \frac{3,4 \cdot 10^5}{\xi} I_0 V_0^{-\frac{1}{2}},$$

H étant l'intensité du champ magnétique en gauss, I_0 l'intensité du courant transporté par le faisceau

en A/cm², V_0 la tension d'accélération des électrons (correspondant au potentiel de l'électrode étui) en kilovolts.

C. Cavités destinées à être associées aux faisceaux électroniques des tubes à modulation de vitesse.

La théorie des tubes à modulation de vitesse montre que les caractéristiques essentielles que doivent simultanément présenter les cavités électromagnétiques pour permettre d'effectuer avantageusement la modulation de vitesse ou bien le prélèvement d'énergie dans un faisceau électronique qui les traverse sont les suivantes :

a. Elles doivent pouvoir être traversées par les électrons dans une région où le champ électrique oscillant atteint, au cours du cycle, son intensité maximum, et cette traversée doit avoir lieu aussi parallèlement que possible aux lignes de force du champ électrique : ces deux conditions sont, en effet, nécessaires pour que la réaction maximum entre le champ et le faisceau soit assurée.

b. Les portions de parois entre lesquelles se déplacent les électrons doivent être proches l'une de l'autre, de manière que l'angle de transit des électrons dans le champ H. F. n'ait qu'une faible valeur. Ceci est, en effet, une condition nécessaire pour que, d'une part (cas du rhumbatron rassembleur), la modulation de vitesse dans le faisceau initialement non modulé puisse être effectuée sans grande dépense d'énergie H. F. et, d'autre part (cas du rhumbatron collecteur), pour que le prélèvement d'énergie H. F. dans le faisceau modulé en densité puisse atteindre une valeur aussi élevée que possible. (A cause du débordement du champ H. F., les ouvertures par lesquelles passent les électrons dans la cavité doivent donc avoir des dimensions relativement faibles.)

c. Le volume du diélectrique enfermé dans la cavité doit être élevé vis-à-vis du volume de la pénétration du champ. Cette condition est, en effet, nécessaire pour qu'un rhumbatron possède un coefficient de surtension élevé et que, vu du faisceau, il présente une grande impédance de résonance (condition pour que l'amplitude du champ électrique oscillant agissant sur les électrons permette de diminuer, d'une manière importante, l'énergie cinétique moyenne du faisceau modulé).

Des cavités électromagnétiques de formes très diverses sont susceptibles d'être utilisées comme circuits oscillants dans les tubes à modulation de vitesse; en effet, beaucoup possèdent à un haut degré les qualités précitées. Dans la pratique, on choisit entre elles en se basant sur la facilité de réalisation et sur la commodité d'emploi ainsi que sur la possibilité de calcul des éléments du circuit équivalent, car la mesure directe de ces constantes est délicate [1]. Dans notre laboratoire, pour les tubes dans lesquels les trajectoires des électrons sont sensiblement rectilignes et sont réunies dans un unique faisceau cylindrique, on utilise, de préférence, des cavités de révolution telles que celles dont les coupes transversales sont représentées en figures 33 et 34. De telles cavités sont des sortes

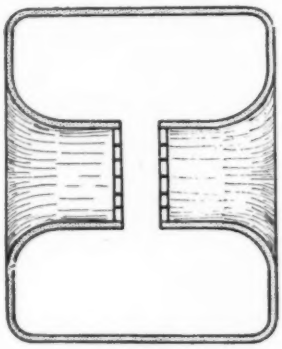


Fig. 32.

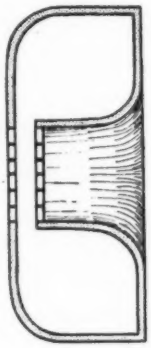


Fig. 33.

de courts cylindres creux, munis d'un ou deux tampons coaxiaux également creux, à travers lesquels passent les électrons, grâce aux trous pratiqués dans les parois au voisinage de l'axe. Le plus souvent, les angles des profils générateurs sont abattus et remplacés par des arrondis, ce qui, d'une part, améliore légèrement la qualité et, d'autre part,

---

[1] En principe, on peut déduire les valeurs de la surtension Q et de la résistance de résonance Z d'une cavité de la courbe de résonance de celle-ci. L'obtention de résultats corrects demande un couplage extrêmement lâche du générateur de mesure et de l'appareil de mesure (détecteur), si bien que l'on est conduit à une méthode d'extrapolation. Un grand soin doit être apporté aux expériences, surtout en ce qui concerne la résistance de résonance; dans la méthode la plus précise, l'introduction d'un diélectrique localisé de constante connue, dans le champ et sur un parcours aux bornes duquel on veut connaître Z, est quelquefois difficile avec les formes de cavité employées dans la pratique.

facilite l'usinage par emboutissage et repoussage [1].

Il est évident que les diélectriques à pertes élevées (servant de supports d'organes de couplage par exemple) et les matières magnétiques doivent être éliminées de l'intérieur des cavités; ces corps sont, en effet, le siège de pertes réduisant la qualité. Pour la même raison, on doit éviter les coupures électriques de la paroi sur le chemin des lignes de

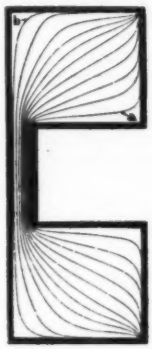


Fig. 34.

courant H. F. Enfin, la paroi ne doit pas présenter d'ouvertures autres que celles qui sont strictement nécessaires pour l'utilisation de la vibration, car de l'énergie peut s'échapper par rayonnement à travers ces ouvertures; celles qui sont nécessaires doivent, en général, avoir de faibles dimensions et, vers l'extérieur, doivent être entourées de tubulures de dimensions telles que l'énergie H. F. ne puisse pas s'y propager. Il en sera ainsi, en particulier, pour les ouvertures par lesquelles passent les électrons.

En ce qui concerne ces dernières, le débordement du champ en leur voisinage est un phénomène qu'il est important de considérer à propos des échanges d'énergie; si ces ouvertures ont de grands diamètres, ce phénomène peut, en effet, modifier dans de grandes proportions — par la diminution de l'intensité du champ au voisinage de l'axe et par l'augmentation de l'angle de transit des électrons — les résultats qui sont trouvés si l'on suppose les ouvertures remplacées par des surfaces équipotentielles

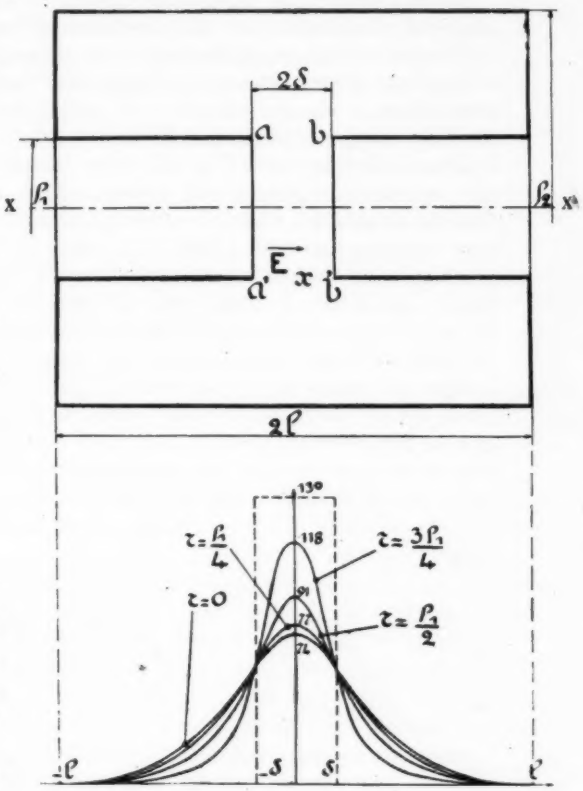


Fig. 35 *a*. — Profil générateur d'un rhumbatron sans grilles.

Fig. 35 *b*. — Les courbes en traits pleins représentent le long de l'axe XX' et pour différentes distances à cet axe, les variations de la composante $E_{(x)}$ du champ électrique de la vibration fondamentale excitée par le passage d'électrons parallèlement à l'axe XX' dans la cavité de la figure $35_{(a)}$. Les ordonnées représentent le nombre sans dimension $\lambda^{\frac{3}{2}} W^{-\frac{1}{2}} E_{(x)}$ (λ étant la longueur d'onde de la vibration fondamentale, et W l'énergie emmagasinée dans la cavité). La courbe pointillée représente la répartition de champ $E_{(x)}$ sur l'axe ($\iota = 0$) pour la cavité de la figure $35_{(a)}$ dont les ouvertures aa' et bb' seraient obturées par des grilles planes idéales.

planes prolongeant les parois. Des indications significatives à propos de ce problème, envisagé plus loin, sont fournies par les graphiques de la figure 36 qui représentent, d'après des calculs effectués dans ce laboratoire par C. Fauve et G. Vincent, la répartition de l'intensité du champ électrique H. F. sur l'axe d'une cavité typique dont les ouvertures sont,

[1] Si, dans la cavité de révolution dont le profil générateur est dessiné en figure 34, l'on matérialise des surfaces orthogonales des lignes de force du champ électrique, représentées en traits fins, telles que *a* et *b* (ce qui donne à peu près une cavité telle que celle représentée en figure 33), la fréquence de la vibration n'est pas modifiée. L'analyse mathématique est impuissante pour le calcul direct des intégrales de surface et de volume nécessaires pour déterminer les constantes des cavités des figures 32 ou 33, mais le tracé des cartes de champ permet d'en faire une évaluation graphique suffisante dans la pratique.

ou ne sont pas, fermées par une surface équipotentielle au niveau de la paroi.

Le plus souvent, à cause de ses propriétés mécaniques avantageuses et de ses hautes conductibilités électrique et thermique, le cuivre est utilisé pour confectionner les organes oscillants des tubes à modulation de vitesse, mais on peut aussi employer, pour cet usage, des matières vitreuses ou céramiques revêtues intérieurement d'enduits bons conducteurs des courants d'ultra-hautes fréquences. Une cavité faite de céramique, à base de silicate de magnésium par exemple, est très solide aux points de vue thermique et mécanique, et peut être facilement usinée dans la forme requise grâce aux moyens de la technique actuelle. Son avantage particulier vient de son coefficient de dilatation très petit : si le revêtement métallique conducteur de la H. F. est placé sur la paroi de la cavité sous forme d'une couche très mince, ce revêtement « suit » la dilatation de son support et, consécutivement, les variations de fréquences propres dues aux variations de température (dérive thermique) sont relativement petites.

Les fréquences propres de vibration d'une cavité électromagnétique peuvent être réglées mécaniquement par modification de la forme et de certaines des dimensions de l'enceinte qui la définit, ou bien électriquement par modification du champ électromagnétique oscillant qu'elle contient.

Il existe maintes formes constructives de tube pour lesquelles la déformation des parois des cavités conduirait à une réalisation compliquée : la modification électrique de la fréquence trouve alors un intérêt particulier; toutefois, il faut noter que, si l'on se limite à ceux qui ne consomment pas d'énergie H. F. d'une manière appréciable, les procédés d'accord purement électriques ne sont capables de produire qu'une variation de fréquence relativement faible.

On peut obtenir une modification électrique de la fréquence de la vibration d'une cavité en plaçant dans celle-ci un dipôle déplaçable ou orientable; le champ du dipôle produit par réaction une distorsion du champ naturel de la cavité, et c'est la modification de cette distorsion qui produit la modification de frequence. Le même effet peut être produit par une boucle fermée que l'on peut déplacer ou faire tourner, ainsi que par une boucle ouverte réunie à un tronçon de ligne de transmission coaxiale se conduisant comme une capacité dont on règle la valeur en déplaçant un pont sur ladite ligne. On peut encore coupler le champ d'une cavité, par un trou ou une fente, à un organe extérieur dimensionné pour être le siège d'oscillations stationnaires; la figure 36 représente schématiquement cette dernière disposition : en déplaçant le piston P, la fréquence de vibration du rhumbatron varie. Enfin, un autre système d'accord électrique

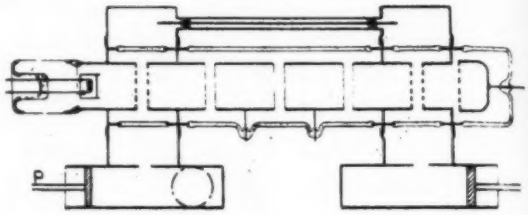


Fig. 36.

consiste à enfoncer plus ou moins un noyau plongeur dans le diélectrique du rhumbatron; ce noyau peut être fait d'une matière isolante possédant une constante diélectrique différente de celle du milieu intérieur de la cavité. La position d'un tel noyau plongeur a évidemment une grande importance, car le sens et la grandeur de l'action qu'il produit en dépendent. La théorie des cavités électromagnétiques permet de prévoir ces effets; à ce sujet, nous dirons seulement ici que l'action d'un noyau plongeur, de petites dimensions, de métal non magnétique de même nature que l'enceinte de la cavité, peut être regardée comme équivalente à celle d'une petite déformation de ladite enceinte. En conséquence, étant donné que le champ à l'intérieur du noyau est nul, son enfoncement correspond à une diminution du volume du diélectrique, et l'action sur la fréquence en découle de la façon suivante : la fréquence de résonance augmente si, au voisinage de l'endroit où est enfoncé le noyau, le champ oscillant est de nature principalement magnétique, tandis qu'elle diminue si le champ est principalement de nature électrique. Les systèmes d'accord électrique sont relativement faciles à incorporer dans la construction des tubes : à titre d'exemples, on a représenté en figure 21 un noyau plongeur manœuvrable de l'extérieur du tube; grâce à une petite calotte de verre ou de céramique soudée à la paroi de la cavité, l'étanchéité de celles-ci, considérées comme récipient à vide, peut être assurée.

Une autre question importante concernant les cavités utilisées dans les tubes à modulation de vitesse est celle des organes grâce auxquels on prélève l'énergie H. F. aux fins d'une transmission vers un autre organe : la charge d'utilisation par exemple. Le moyen le plus immédiat pour faire

sortir de l'énergie d'une cavité qui est le siège d'une vibration H. F. est de percer, dans la paroi, à un endroit convenable, un trou ou une fente. Ce moyen est d'un emploi commode dans la pratique, parce que l'ouverture en question peut être obturée par un tampon à la fois étanche aux gaz et perméable au rayonnement électromagnétique; en dimensionnant l'ouverture pour qu'elle soit équivalente à un circuit accordé, on facilite le problème de la charge. Les autres organes de prélèvement d'énergie les plus fréquents sont une sonde ou une boucle influencée par le champ électromagnétique de la cavité (1). Les boucles, comme les sondes, peuvent être reliées à des petits tronçons de ligne coaxiale, grâce auxquels le transfert de l'énergie H. F. s'opère vers l'organe d'utilisation seulement et avec le minimum de pertes Quand les cavités servent de récipient à vide, quelques précautions s'imposent pour la réalisation desdites lignes : tout d'abord le joint que l'on est amené à utiliser pour assurer l'étanchéité doit être fait de telle façon que le raccordement de tronçon de ligne soudé au tube avec une ligne extérieure n'introduise pas de discontinuités électriques, c'est-à-dire de notables variations locales d'impédance caractéristique; ensuite, ledit bouchon doit être placé au voisinage d'un nœud de tension pour que les pertes y soient réduites malgré ses faibles dimensions transversales. Avec la même préoccupation, dans quelques cas, la sortie de la H. F. peut être faite au moyen du prolongement d'une ligne reliée à une boucle de couplage, par rayonnement, à travers une calotte isolante sans que ladite ligne et la calotte isolante soient en contact.

D. Électrodes H. F.

La théorie que nous avons développée dans ce laboratoire relativement à l'action des angles de transit des électrons sur les échanges d'énergie dans les tubes à modulation de vitesse à conversion par glissement [59], [67] décrit directement, à vitesse électronique et à fréquences données, l'effet de la distance entre les électrodes H. F. sous les hypothèses que celles-ci sont des surfaces planes, normales aux trajectoires électroniques, à la fois équipotentielles et complètement perméables aux électrons. Cette théorie a été établie en prenant comme paramètre l'intensité du champ agissant sur les électrons; en fait, ce paramètre n'est pas indépendant de l'écartement entre les électrodes puisque l'intégrale linéaire du champ électrique est proportionnelle, d'une part, à l'intensité du courant induit par le faisceau et, d'autre part, à l'impédance shunt de la cavité vue du faisceau (cette dernière étant liée, à fréquence donnée et toutes choses égales par ailleurs à l'écartement des parois servant d'électrodes). En conséquence, c'est finalement par deux actions d'origine diverse que ledit écartement intervient sur les valeurs du rendement et de la puissance; les principales dimensions des électrodes H. F. idéales d'un tube seraient donc fournies par les résultats théoriques représentant les actions précédentes, mais on ne peut passer aux électrodes réelles sans retenir d'autres considérations liées aux configurations particulières des champs électriques H. F. que déterminent ces dernières électrodes.

Reconsidérons à ce sujet la structure d'électrode H. F. constituée par la fente séparant les deux cylindres coaxiaux de la figure 28, et admettons pour simplifier, que, grâce à l'action d'une force compensatrice extérieure, seules soient susceptibles d'agir sur les électrons les composantes axiales du champ H. F., il est évident que l'action du champ H. F. dont les équipotentielles auraient la forme indiquée par les traits fins, serait loin d'être la même sur chaque électron du faisceau : un électron arrivant suivant la trajectoire (3) au voisinage du conducteur pourrait traverser le champ en un intervalle de temps ne représentant qu'une petite fraction de la période d'oscillation, tandis que l'électron arrivant au même moment suivant la trajectoire (4), au voisinage de l'axe, mettrait un temps beaucoup plus long, puisqu'à cet endroit le gradient de potentiel s'étend sur une distance beaucoup plus grande. Outre que, dans certains cas défavorables, le débordement du champ pourrait être tel que l'accélération communiquée à l'électron axial pendant la moitié de son parcours à travers le champ oscillant soit en grande partie compensée par le freinage qu'il subit pendant l'autre moitié, l'action totale exercée par le champ sur l'ensemble du faisceau serait notablement plus faible que si les ouvertures du conducteur étaient fermées par des surfaces équipotentielles et perméables placées normalement au faisceau : cela apparaîtrait avec plus d'importance encore si l'on tenait compte des effets de charge d'espace et des déviations angu-

(1) Pour la raison qui fait que l'on ne peut définir la self-induction et la capacité d'une cavité oscillante, à savoir : la non-localisation de l'énergie en des points particuliers, il n'est pas possible d'attribuer un caractère essentiellement électrique ou essentiellement magnétique au couplage entre une cavité et un organe introduit dans son enceinte.

laires qui existent en l'absence d'un puissant moyen de focalisation.

Bien que l'effet précédent soit, toutes choses égales par ailleurs, d'autant plus marqué que les diamètres des conducteurs t et t' sont élevés, il n'a, en général, qu'une importance nettement moindre que celle que l'on pourrait imaginer, *a priori*; en effet, dans la plupart des cas se présentant dans la pratique, la fréquence du champ entre les deux conducteurs est beaucoup plus basse que la fréquence de coupure des tuyaux t et t'; en conséquence, la composante du champ électrique parallèle à l'axe diminue rapidement d'intensité quand, partant du milieu de l'espace interélectrode, on s'enfonce dans les conducteurs entourant le faisceau. Néanmoins, comme on peut le calculer [1] à partir de répartition de champ telles que celles qui sont représentées sur la figure 35 *b*, le débordement du champ électrique à travers de grandes ouvertures pratiquées dans les organes oscillants pour le passage des électrons, peut provoquer une sérieuse diminution du rendement de l'échange d'énergie entre le champ H. F. et l'ensemble du faisceau électronique. Ceci sera mieux admis à l'aide d'un exemple; considérons une cavité du genre de celle qui est schématisée en figure 35 *a* et caractérisée par $\rho_1 = 2$ cm, $\delta = 0{,}8$ cm, $\lambda = 25$ cm. Si l'on admet que les ouvertures aa' et bb' sont fermées par des surfaces équipotentielles planes distantes de 2δ *et complètement perméables aux électrons*, le calcul indique un rendement optimum d'environ 50 % pour un faisceau électronique accéléré sous une tension de 12 kV; dans les mêmes conditions, mais en tenant compte de la forme réelle du champ résultant de son débordement, le calcul donne, pour un faisceau homogène occupant environ les 2/3 de la section du conducteur interne, $\eta_0 \approx 22$ %.

L'un des remèdes possibles est l'emploi de faisceaux annulaires mentionnés plus haut; un autre, et c'est le plus fréquent, consiste à disposer dans l'ouverture des grillages (ou autres éléments métalliques) réduisant le débordement des champs H. F. dans des proportions importantes. L'introduction d'un grillage à mailles relativement serrées rend plus uniforme, toutes choses égales par ailleurs, la durée du transit des électrons dans toute la section du faisceau et rapproche cette durée de celle de l'électron passant au voisinage des parois. L'action moyenne du champ sur les électrons en est donc améliorée et tend, sans l'atteindre, vers celle qui correspond à une traversée entre des surfaces équipotentielles planes fermant les conducteurs. Malheureusement, cette amélioration est contrebalancée par un autre effet : les éléments solides des grilles H. F. (qui doivent être portées à un haut potentiel pour que les électrons ne soient pas freinés et ne perdent donc pas d'énergie cinétique avant d'arriver dans le champ H. F.) captent des électrons qui ne pénètrent pas dans ce champ et n'y échangent donc pas d'énergie. Finalement, la meilleure structure d'électrode est celle qui, grâce à un compromis, donne l'effet global le plus grand.

Quelques artifices peuvent être prévus pour réduire le nombre des électrons perdus sur les éléments des électrodes H. F. quand ceux-ci existent : par exemple, on peut disposer devant ces éléments des barreaux placés et polarisés de façon à produire une déviation telle que les électrons n'arrivent ni sur leur surface ni sur celle des éléments des électrodes H. F.; on peut aussi utiliser un faisceau divisé en éléments fins (*fig.* 26) focalisés dans les ouvertures des électrodes. Si, théoriquement, ces artifices paraissent efficaces, leur mise en œuvre pratique introduit des complications de construction jugées le plus souvent prohibitives et, en général, on tolère, tout au moins dans les tubes puissants, qu'une certaine fraction du courant du faisceau soit perdue comme il vient d'être dit. Dans ces conditions, pour éviter les troubles consécutifs à l'échauffement des organes dans lesquels les électrodes H. F. sont incorporées, on doit prévoir l'évacuation de l'énergie correspondant aux chocs des électrons perdus; cela amène à donner aux éléments des électrodes

---

[1] Les calculs d'échange d'énergie entre un faisceau électronique de diamètre fini et un champ électrique H. F. non uniforme, tel que celui qui peut être développé entre deux conducteurs cylindriques incorporés dans un organe oscillant, sont compliqués et dépendent d'un trop grand nombre de paramètres pour que l'on puisse représenter, par une relation simple, l'effet du débordement du champ électrique. Le plus souvent, on néglige l'action des composantes radiales et l'on opère par approximations successives. Une base de travail consiste à faire une moyenne radiale des variations d'énergie cinétique des électrons du faisceau entre deux sections droites placées de part et d'autre des espaces dans lesquels s'étendent les champs électriques H. F. de rassemblement et de prélèvement d'énergie. On peut évaluer les variations d'énergie cinétique, pour chaque file d'électrons et pour chacun des deux espaces dans lesquels s'exerce un champ H. F. en appliquant le procédé décrit à propos du champ uniforme dans la deuxième partie de l'article cité sous [10]; préalablement, on résout numériquement, grâce à une méthode analogue à celle de Stormer (*Congrès international des Mathématiciens*, Strasbourg, 1930) — pour les différentes valeurs de l'écartement ι de la file d'électrons à l'axe pour lesquelles on connaît la distribution E_x de la composante axiale — l'équation du mouvement

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = e\mathrm{E}(x;\iota)\sin\omega t.$$

une section importante, d'où l'utilisation, de préférence, de barreaux plats dont la grande dimension est disposée suivant l'axe du faisceau. Une électrode H. F., convenant à un tube dans lequel est produit un faisceau de section circulaire, sera, par exemple, constituée par une sorte de roue dont les rayons seraient des bandes plates et qui n'aurait pas de moyeu (afin de permettre la libre dilatation des rayons). A cause des hautes dissipations spécifiques désirées, les éléments solides des électrodes seront avantageusement constitués par du molybdène, du tungstène ou, mieux encore, du tantale; pour diminuer l'échauffement à dissipation donnée, on peut, avec intérêt, chercher à augmenter le pouvoir de rayonnement des surfaces en question en les recouvrant de couches spéciales convenablement traitées. Suivant un procédé bien connu de la technique des radiotubes, du molybdène recouvert de zirconium pulvérisé, par exemple, sera avantageux à ce point de vue; d'autant plus que, par ailleurs, une telle substance fixe les gaz résiduels et n'a qu'un coefficient d'émission secondaire très petit.

E. Électrodes de glissement.

Les électrodes de glissement ont des formes différentes suivant la géométrie du tube, mais, le plus souvent, elles sont constituées par des cylindres métalliques qui entourent le faisceau et

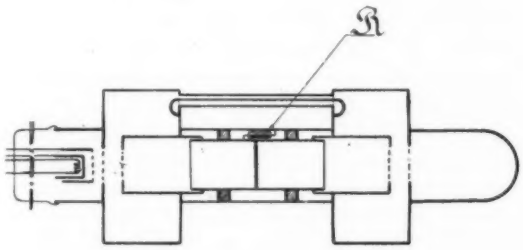


Fig. 37.

qui sont portés au potentiel continu accélérateur de celui-ci; néanmoins, le groupement commandé par modulation de vitesse peut très bien se produire et avec la même acuité dans un espace où est déterminé un champ électrostatique créé par des tensions fixes, différentes, appliquées entre diverses sections annulaires de l'électrode de glissement. Un tel fractionnement de l'électrode étui, adopté dans l'appareil de la figure 36 par exemple, permet, d'une part de réduire ou d'augmenter l'angle de transit des électrons dans une ou plusieurs parties de l'espace de glissement, tout en laissant à la longueur géométrique totale de celui-ci une valeur déterminée et, d'autre part, de réaliser une focalisation du faisceau dans l'espace de glissement suivant les lois bien connues de l'optique électronique. Pour polariser les éléments d'une électrode de glissement fractionnée, Grivet [56] a proposé d'utiliser le courant produit par la captation de quelques électrons du faisceau au moyen d'un diaphragme auxiliaire (*fig.* 37); en faisant traverser une résistance *R* placée dans le tube lui-même par ce courant, on évite la complication, gênante dans la pratique, résultant de l'emploi de sources spéciales de tension et de l'introduction des amenées de courant nécessaires.

F. Collecteur d'électrons.

Une fois que les électrons ont accompli leur travail vis-à-vis des forces du champ H. F. de l'organe oscillant collecteur d'énergie, ils doivent être recueillis par une électrode dont le potentiel continu doit être aussi bas que possible pour éviter toute perte inutile d'énergie; l'abaissement de ce potentiel n'est limité que par la nécessité de capter, malgré les effets de charge d'espace, tous les électrons, y compris les moins rapides (c'est-à-dire ceux des groupes denses qui cèdent la plus grande partie de leur énergie cinétique au champ). Comme pour élever l'efficacité de l'échange d'énergie des électrons dans le champ H. F., il faut que celui-ci soit traversé par des électrons aussi rapides que possible, on a intérêt, du point de vue du rendement global du tube, de prévoir une séparation électrique entre les électrodes H. F. et l'anode collectrice; cela permet, en effet, de porter ces électrodes aux potentiels continus les plus appropriés à leurs fonctions. Une telle séparation qui, par exemple, est prévue dans le dispositif des figures 10, 17, 19 et 36, se révèle comme particulièrement utile dans les tubes amplificateurs à large bande passante dont l'organe collecteur d'énergie présente, en général, une impédance shunt très faible (ce qui fait que les électrons ne sont que peu freinés dans cet organe parce que l'amplitude de la « tension » H. F. est relativement petite devant la tension continue d'accélération des électrons). En fait, la considération de l'émission secondaire de l'électrode captatrice diminue l'intérêt de cette séparation en obligeant à la compliquer légèrement; avec une électrode captatrice à un potentiel continu plus faible que celui de la dernière électrode H. F., on crée en effet les conditions

favorables pour que certains des électrons secondaires émis par le collecteur d'énergie soient envoyés vers l'espace actif du tube où agissent les forces du champ H. F. du collecteur. Si ces électrons y pénètrent, ils peuvent y absorber une partie de l'énergie H. F., qu'ils restituent finalement aux électrodes H. F. en les échauffant après un mouvement oscillatoire plus ou moins prolongé. L'émission secondaire de l'anode doit donc être réduite, sinon supprimée, par des moyens appropriés. On approche de ce résultat en disposant une grille d'arrêt devant l'électrode collectrice comme dans une lampe ordinaire, ou en donnant à l'électrode collectrice la forme d'un pot allongé muni du côté de l'entrée de rebords ou de grillages; avec cette dernière disposition le faisceau électronique focalisé électriquement ou magnétiquement tombe seulement sur le fond de l'électrode et, à cause des effets d'écran des parois, le nombre des électrons secondaires qui peuvent être accélérés en retour vers les électrodes H. F. est faible (d'autant plus que la charge d'espace due aux électrons primaires contribue à le réduire encore en établissant elle-même un champ d'arrêt).

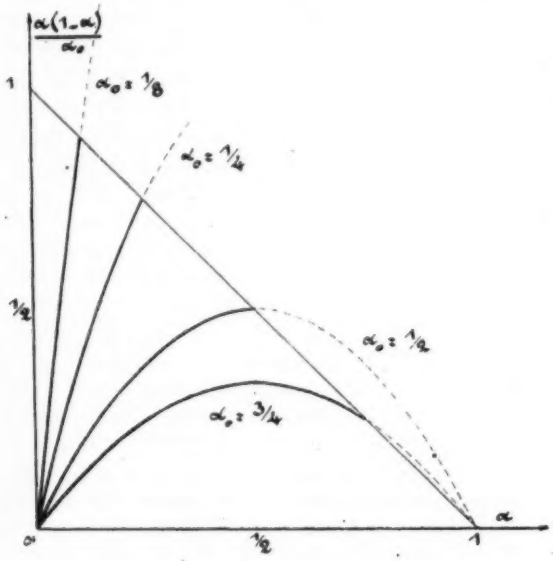


Fig. 38.

Dans la plupart des tubes oscillateurs ordinaires et des amplificateurs à bande relativement étroite, où le faisceau subit un ralentissement moyen très important au moment de sa traversée du collecteur, on peut renoncer, sans inconvénient, à la séparation électrique entre les électrodes H. F. et l'anode collectrice d'électrons, ce qui permet de simplifier la construction; dans ce cas, le collecteur se présente le plus souvent sous la forme d'une queue allongée munie ou non de grillages entrecroisés. Outre son intérêt au point de vue de l'émission secondaire, une telle électrode possède l'avantage d'avoir une grande surface, si bien que, lorsqu'elle est faite d'un métal à haute conductibilité calorifique, l'énergie dégradée par l'impact des électrons primaires peut être facilement évacuée. Comme la dissipation unitaire peut être très élevée, il est quelquefois utile de prévoir un étalement du faisceau (étalement magnétique par exemple) qui répartit les chocs électroniques sur une plus grande surface [77] (1).

Sur quelques problèmes posés par l'emploi de tubes a modulation de vitesse.

A. Adaptation de la charge.

Pour qu'un tube auto-oscillateur ou amplificateur fonctionne avec le meilleur rendement, il convient que la charge ramenée par l'organe d'utilisation dans le collecteur d'énergie détermine pour celui-ci une valeur d'impédance convenable vis-à-vis de celle du faisceau électronique. La forme et les dimensions de l'organe oscillant collecteur d'énergie d'un tube à modulation de vitesse sont choisies de manière que, pour une longueur d'onde de fonctionnement donnée, il présente, à vide, une impédance shunt beaucoup plus élevée que celle que doit présenter en fonctionnement le faisceau modulé, et l'on fait en sorte que ces deux impédances prennent des valeurs égales en ramenant (grâce à la charge d'utilisation) en série avec la résistance de pertes du circuit équivalent au collecteur d'énergie, une résistance plus élevée que cette résistance de pertes. De cette façon, la plus grande partie de l'énergie H. F. cédée par les électrons est transférée à l'extérieur du tube (2). En général, l'impédance

(1) On peut utiliser, à cet effet, un aimant rotatif placé à l'extérieur du collecteur et qui est entraîné par l'eau de refroidissement [79].

(2) Dans toutes les considérations théoriques qui sont développées par ailleurs dans cet exposé, on admet implicitement que toute l'énergie fournie par les électrons est transformée en énergie utile. En fait, si les pertes dans l'organe collecteur d'énergie (pertes qui se réduisent, le plus souvent, aux pertes ohmiques accompagnant la pénétration du champ dans la paroi) sont faibles, elles existent néanmoins et sont à considérer quand il s'agit du problème de la charge : l'objet de ce problème est, en effet, de transférer la plus

du circuit de charge est donnée et il convient de la transformer au moyen d'un système d'adaptation qui, simultanément, compense la réactance (souvent élevée) qu'introduit l'organe de couplage placé dans l'organe oscillant collecteur. En d'autres termes, pour que le tube fonctionne dans les meilleures conditions, il est nécessaire de faire apparaître aux bornes de l'organe de couplage placé dans le collecteur d'énergie une impédance déterminée $Z = R + jX$, en transformant une charge d'utilisation $Z' = R' + jX'$ également donnée; le transformateur d'impédance, permettant d'adapter les parties réelles et imaginaires, sera donc, en général, un dispositif convenablement dimensionné possédant deux réglages indépendants. Les éléments les plus commodes à employer pour constituer ledit système sont des tronçons de ligne de transmission coaxiale (1) que l'on associe en série ou en parallèle. Quelquefois, l'organe de charge est tel que l'on peut y incorporer l'un des éléments de réglage précités; c'est le cas, par exemple, pour le système représenté en figure 39. On voit là un guide d'ondes à section rectangulaire qui est réuni à l'une de ses extrémités par un cornet radiateur d'ondes de grande ouverture (réalisant l'impédance caractéristique du guide) et qui est fermé à l'autre extrémité par un piston P. Au moyen d'un fil rayonnant *f* prolongeant le conducteur interne d'une ligne coaxiale reliée au tube émetteur, on produit dans le guide des ondes H_{01}; à cet effet, l'élément *f* est placé au

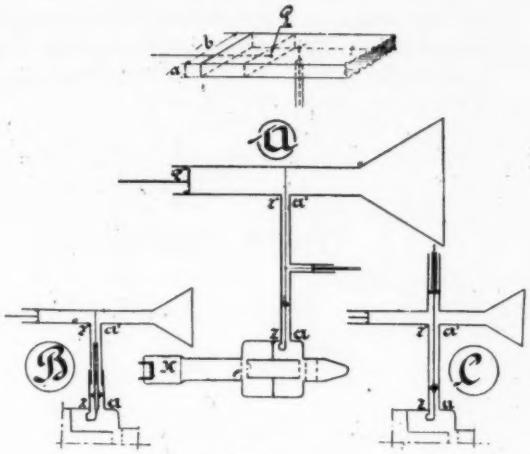


Fig. 39.

milieu du grand côté, parallèlement au petit (avantageusement ce fil sera relié électriquement à la face opposée à celle dont il emerge). En rendant le piston P mobile, on obtient le premier paramètre de réglage nécessaire et le dispositif intercalé entre le tube et le guide n'a plus besoin d'en compter qu'un seul

---

grande partie de l'énergie cédée par les électrons dans l'organe d'utilisation. A cet égard, quelques remarques sont utiles :

La puissance cédée par les électrons au champ du collecteur est, pour la phase optimum :

$$W_f = \frac{U_2 \mathcal{J}_2}{2} = \frac{R_c \mathcal{J}_2^2}{2},$$

U_2 étant l'amplitude de la « tension » que les électrons font apparaître aux bornes de l'impédance shunt R_c du circuit équivalent, supposé réglé à la résonance et chargé, et $\mathcal{J}_2$ étant l'amplitude du courant induit traversant ladite impédance. La résistance R_c comprend en parallèle la résistance de perte R_p et la résistance ramenée par l'organe d'utilisation R_u. La puissance utile W_u qui apparaît dans cette résistance vaut :

$$W_u = \frac{1}{2} \frac{U_2^2}{R_u},$$

ou en posant $R_c = \alpha R_p$

$$W_u = \frac{1}{2}(1 - \alpha)\alpha R_p \mathcal{J}_2^2.$$

Lorsque la largeur effective du champ est suffisamment petite, le courant $\mathcal{J}_2$ est donné en tenant compte du coefficient de transparence ε des grilles HF par l'expression

$$\mathcal{J}_2 = 2\varepsilon\tau_0 J_1(r) \qquad \text{si } U_2 \leq V_0,$$

il décroît ensuite rapidement lorsque U_2 dépasse V_0; cette décroissance traduisant l'apparition d'électrons réfléchis dans le champ du collecteur.

Tant que U_2 ne dépasse pas V_0, $\mathcal{J}_2$ est donc indépendant de R_c, c'est-à-dire de α et le maximum de W_u est atteint pour la plus petite des deux valeurs

$$\alpha = \frac{1}{2}, \qquad \alpha = \alpha_0,$$

α_0 étant la valeur de α telle que $U_2 = V_0$.

La puissance et le rendement utiles, W_u et η_u, varient donc avec α comme l'indique la figure 38; lorsque $\alpha_0 < \frac{1}{2}$, W_u et η_u sont maxima pour $\alpha = \alpha_0$, tandis que, si $\alpha_0 > \frac{1}{2}$, W_u et η_u sont maxima pour $\alpha = \frac{1}{2}$. Ainsi, par suite de la condition de non-réflexion, on ne trouve pas la puissance maximum comme, en général, dans les générateurs ordinaires, quand $\alpha = \frac{1}{2}$, mais pour une valeur particulière α_0, fixant, toutes choses égales par ailleurs, une charge déterminée. Évidemment, pour accroître la puissance et le rendement utiles, on a intérêt à se placer, *par construction*, dans des conditions telles qu'ultérieurement on puisse choisir α_0 petit.

Lorsque la largeur effective du champ n'est pas petite, le courant $\mathcal{J}_2$ dépend du coefficient α et la discussion précédente doit être modifiée pour déterminer la résistance de charge conduisant à la puissance et au rendement utiles maxima.

autre. Dans le système représenté en figure 39 *a*, on réalise celui-ci au moyen d'un tronçon de ligne de longueur réglable placé en dérivation sur celui qui relie le tube au guide, mais on aurait tout aussi bien pu prévoir un tronçon de ligne réglable disposé en série (*fig.* 39 *b*) ou bien dans le prolongement de l'élément rayonnant (*fig.* 39 *c*).

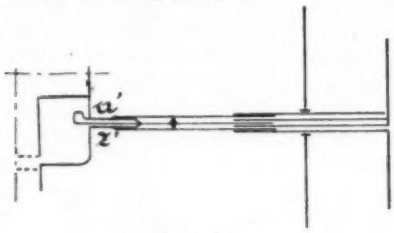


Fig. 40.

Bien d'autres éléments d'adaptation peuvent être utilisés en combinaison avec un guide muni d'un piston mobile : par exemple, dans certains cas, un obstacle placé dans ce guide, tel qu'un diaphragme fendu [42]. Par ailleurs, quand on se sert de tronçons de ligne comme éléments d'adaptation d'impédance, on peut quelquefois obtenir le même résultat avec un réglage d' npédance caractéristique qu'avec un réglage de longueur électrique, mais cela conduit à des complications mécaniques le plus souvent prohibitives. L'adaptateur peut se présenter sous une forme très simple; cela est le cas par exemple dans le dispositif représenté par la figure 40; la petite ligne coaxiale sortant du tube est réunie au dipôle accordé situé devant un écran réflecteur au moyen d'un tronçon de ligne de transmission de même impédance, dont la longueur est réglable télescopiquement. Grâce, d'une part, à l'ajustement de cette longueur et, d'autre part, au déplacement de l'écran, on peut ramener, dans le collecteur, l'impédance convenable pour le débit maximum.

B. Modulation des oscillations produites ou amplifiées.

Les ondes produites ou amplifiées par les tubes à modulation de vitesse à conversion par glissement peuvent être aisément modulées en amplitude ou en fréquence, avec des signaux dont la fréquence peut atteindre des valeurs relativement très élevées. Les caractéristiques de ces modulations et les moyens propres à les produire dépendent des types de tube et de leur mode de réalisation, dans ce qui suit, on se borne à examiner quelques exemples concernant le type « klystron ».

a. Modulation en amplitude dans le cas d'un tube amplificateur. — Le procédé le plus immédiat pour produire une modulation d'amplitude des oscillations produites par les tubes à modulation de vitesse à conversion par glissement, consiste à faire varier l'intensité du courant électronique transporté par le faisceau à son entrée dans le système d'organes H. F.; cette variation est produite, par exemple, grâce à la modification du potentiel d'une grille de charge d'espace placée devant la cathode. Pour préciser, considérons, à titre d'exemple, le tube amplificateur de la figure 41; admettons

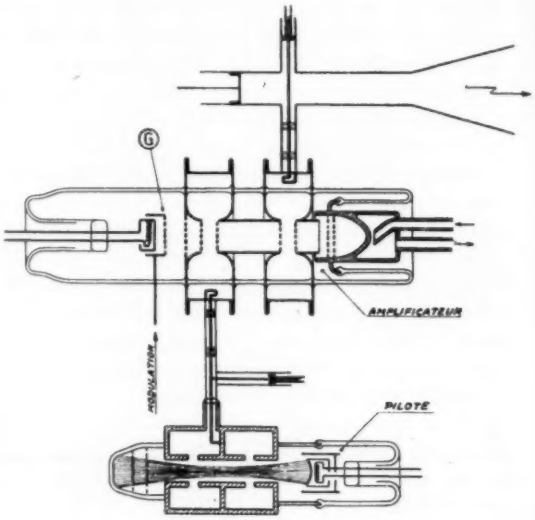


Fig. 41.

que les rhumbatrons de ce tube soient alimentés sous une tension d'accélération continue constante et que son rassembleur soit excité en H. F. par l'auto-oscillateur, à un niveau constant. Les cavités de l'amplificateur étant accordées convenablement sur la fréquence de l'oscillation de l'auto-oscillateur, l'amplificateur délivre une énergie H. F. qui dépend de l'intensité de courant électronique que son faisceau transporte en l'absence de signal alternatif. Supposons d'abord que l'intensité de ce courant varie linéairement avec la tension de la grille G, que la fraction de ce courant qui est perdue sur les électrodes (et éventuellement sur le tube de glissement) soit indépendante de son intensité, que les effets de la charge d'espace soient tous et partout négligeables, que les électrodes H. F. du rassembleur et collecteur dans l'amplificateur soient des surfaces équipotentielles normales au faisceau et très rappro-

chées l'une de l'autre (c'est-à-dire qu'elles se conduisent comme de minces lentilles de focalisation de phase); dans ces conditions, en appelant i_0 l'intensité du courant électronique transporté par le faisceau au niveau du collecteur en l'absence de signal alternatif, l'amplitude du courant alternatif traversant l'impédance shunt du circuit oscillant équivalent au collecteur de l'amplificateur à la valeur connue (¹) :

$$\mathcal{J}_2 = 2\, i_0\, J_1(r).$$

Consécutivement, aux hypothèses faites, le champ de l'onde émise (c'est-à-dire la racine carrée de la puissance H. F.) serait proportionnel à la tension

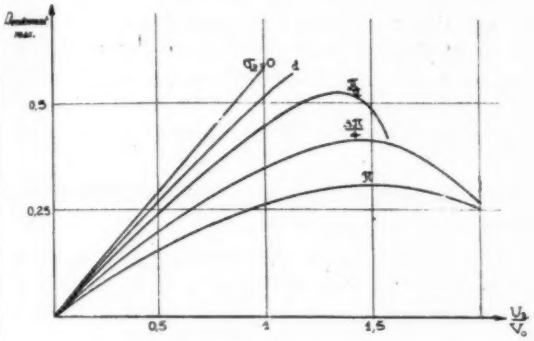


Fig. 42.

appliquée à la grille G de l'amplificateur; autrement dit la caractéristique de modulation serait une droite. En fait, dans les tubes réels, les hypothèses admises précédemment ne sont pas réalisées et il en resulte une déformation du chemin de modulation. Considérons d'abord l'influence de la largeur des champs comme si elle produisait seule une action perturbatrice : l'amplitude du courant d'excitation du circuit équivalent au collecteur est une fonction de la tension aux bornes de cet organe, de la largeur angulaire $\sigma_2 = \frac{\omega h_2}{v_0}$ de ce champ (angle de transit des électrons en l'absence de signal H. F.) et du courant i_0; en première approximation on peut écrire alors

$$\mathcal{J}_2 = 2 p_2 i_0 J_1(r).$$

Le facteur p_2 étant, pour une tension d'accélération des électrons et une largeur de champ données, une fonction de l'amplitude U_2 de la tension aux bornes du collecteur. Comme, d'autre part, $U_2 = R_2 \mathcal{J}_2$ (R_2 étant l'impédance shunt du collecteur supposé réglé à la résonance), l'équation précédente définit la caractéristique $\mathcal{J}_2 = f(i_0)$, p_2 étant considéré comme une fonction de i_2. Ces fonctions peuvent

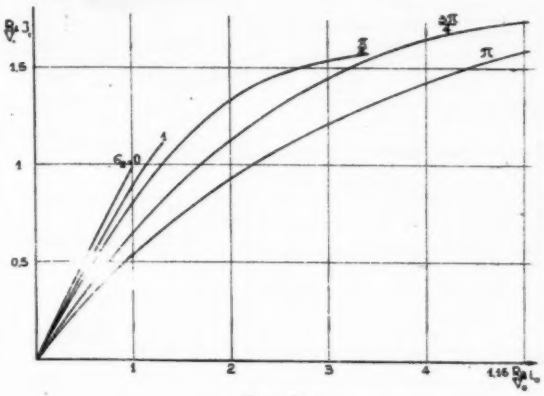


Fig. 43.

être obtenues, en accord avec les hypothèses faites, à partir des courbes qui représentent la variation du rendement de cession d'énergie d'un faisceau électronique modulé par contrôle de vitesse en fonction de $\frac{U_2}{V_0}$ pour différentes valeurs de σ_2. A des facteurs constants près, ces courbes représentent, en effet, $p_2 \mathcal{J}_2$ en fonction de $\mathcal{J}_2$ alors que $\mathcal{J}_2 = f(i_0)$ représente i_2 en fonction de $\frac{\mathcal{J}_2}{p_2}$. La figure 43 montre, à titre d'exemple, la caractéristique de modulation que l'on tire de la figure 42 traduisant la variation du rendement maximum en fonction de $\frac{U_2}{V_0}$ pour le cas où la profondeur de modulation de vitesse est faible ($\delta \ll 1$) et où le facteur r a la valeur 1,84 (²).

(¹) Comme dans les calculs développés plus haut, $J_1(r)$ est le facteur de groupement; J_1 désigne la fonction de Bessel de premier ordre et de première espèce d'argument $r = \frac{\omega l \delta}{v_0}$, δ la profondeur de modulation de vitesse supposée petite, l la longueur du tube de glissement, ω la pulsation de l'oscillation, v_0 la vitesse des électrons dans le tube de glissement (*voir*, à ce sujet, par exemple, l'article cité sous la référence [53]).

(²) Les courbes $\eta_{max} = f\left(\frac{U_2}{V_0}\right)$ sont les courbes

$$p_2 \mathcal{J}_2 \cdot \frac{R_2 J_1(r)}{V_0} = f\left(\mathcal{J}_2 \frac{R_2}{V_0}\right)$$

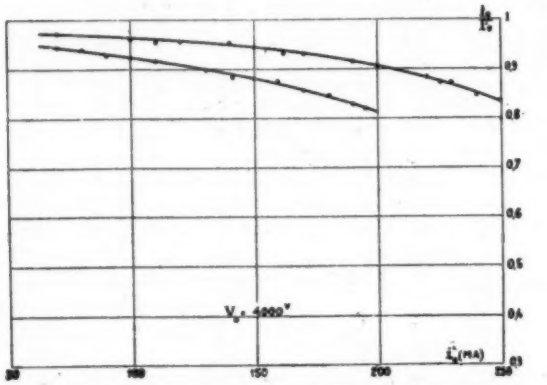
et les courbes

$$\frac{R_2 \mathcal{J}_2}{V_0} = f\left(1.16 \frac{R_2}{V_0} i_0\right)$$

sont les courbes $\sqrt{W_u} = f(i_0)$; comme $\frac{R_2 \mathcal{J}_2}{V_0} = 1.16 \frac{R_2 p_2}{V_0} i_0$, ces dernières traduisent finalement la variation du coefficient p_2 avec $\frac{U_2}{V_0}$.

On en déduit que le facteur de distorsion introduit par la largeur finie du champ du collecteur n'atteint qu'une faible valeur; en se limitant à $\sigma_2 \leq \frac{\pi}{2}$ et pour le point correspondant au rendement maximum, on trouve, en effet, un taux de distorsion non linéaire inférieur à 10 %.

Le rapport $\frac{i_0}{i'_0}$ des intensités de courants électroniques transportés par le faisceau (en l'absence de



VARIATION DU COEFFICIENT DE TRANSPARENCE DES ELECTRODES HF ET DU TUNNEL DE GLISSEMENT EN FONCTION DE L'INTENSITE DU COURANT QUI EST INJECTE A L'ENTREE.

Fig. 44.

signal alternatif) respectivement au niveau du collecteur et à travers la grille G est une fonction de l'intensité i_0 du courant total à l'entrée du système, fonction qui dépend de la géométrie du tube (notamment de la structure des électrodes H. F.), d la vitesse des électrons et du dispositif de focalisation employé; l'expérience montre, pour cette fonction (dans le cas d'électrodes H. F. matérialisées par des grillages), une allure de variation telle que celle qui est représentée en figure 44 pour deux structures différentes. De cette figure, on conclut que le courant utile (i_0) n'est pas une fonction linéaire de la tension de la grille G, même si le courant débité par la cathode est proportionnel à cette tension. Pour rectifier le chemin de modulation par la grille G, c'est-à-dire la courbe $\sqrt{W} = f(U_g)$, on peut agir sur la structure de cette électrode et, par là, faire en sorte que toutes les actions qui tendent à incurver ladite courbe soient compensées par une courbure convenable de la caractéristique $i_0 = f(U_g)$; pratiquement, cela est possible dans une certaine mesure.

Le procédé de modulation précédent est avantageux parce qu'il ne nécessite qu'un modulateur simple et peu puissant, mais aussi parce qu'il est accompagné d'une grande stabilité de la fréquence des oscillations produites : celle-ci est, en effet, imposée par le tube de commande pour lequel la seule répercussion de la modulation est une variation de la charge (la puissance de commande varie avec l'intensité du courant du faisceau dans l'amplificateur). Cette répercussion est, en général, peu importante et peut encore être atténuée en faisant débiter le tube pilote sur une résistance placée en parallèle sur la cavité d'entrée de l'amplificateur, à la manière de ce que l'on fait couramment en ondes longues [1].

Une modulation en amplitude des oscillations fournie par l'amplificateur de la figure 41 pourrait être évidemment produite en faisant varier, avec la modulation, la tension continue d'accélération des électrons, c'est-à-dire la tension d'alimentation des rhumbatrons, mais ce procédé de modulation n'est pas à retenir à cause de l'importance du modulateur nécessaire qui devrait être traversé par le courant du faisceau de l'amplificateur.

Modulation en amplitude dans le cas du klystron auto-oscillateur.

La théorie du klystron auto-oscillateur, sous la forme qu'on lui a donnée dans ce laboratoire [74], montre directement que, toutes choses étant maintenues constantes par ailleurs (fréquence, charge et tension d'accélération des électrons en particulier), la puissance H. F. débitée par ce tube varie avec l'intensité du courant continu de conduction transporté par le faisceau dans le collecteur suivant une loi bien déterminée de forme inéluctable ne dépendant ni des constantes du tube, ni de son réglage. Sous les hypothèses d'effets de charge négligeables, d'une profondeur de modulation constamment petite et d'électrodes H. F. constituant des couches électriques doubles parfaitement perméables et très minces, le calcul conduit pour traduire cette variation au tracé de la courbe de la figure 45. La différence importante et typique qui existe entre cette courbe et celle de l'amplificateur vient de ce que la profondeur de la modulation de vitesse créée dans le rassembleur est liée à l'amplitude des oscillations

[1] Avec la disposition prévue en figure 41, les petites variations de la tension d'excitation U. H. F. de l'amplificateur provenant de la variation de la charge du tube de commande, quand le débit de l'amplificateur varie (variation de puissance de commande avec i_0), sont sans grande importance du point de vue de la qualité si l'amplificateur est réglé pour les conditions optimum de fonctionnement parce que la variation de $J_1(r)$, autour de son maximum, est très lente.

développées dans le collecteur; le résultat est que les oscillations commencent brutalement pour une certaine intensité du courant du faisceau (courant d'accrochage) et augmente ensuite lentement [1].

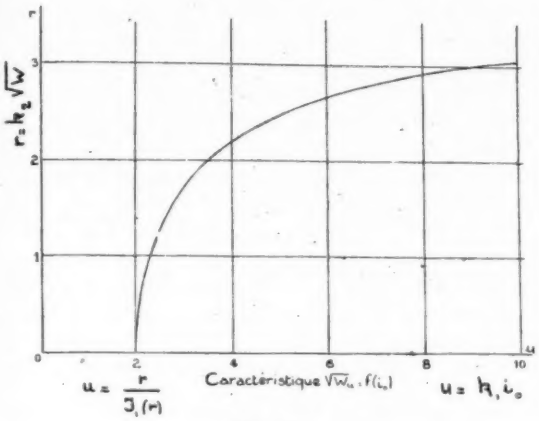


Fig. 45.

En conséquence, il n'est possible d'utiliser un modulateur ayant une caractéristique amplitude-amplitude normale que si l'intensité du courant de conduction transporté par le faisceau (en l'absence de signal H. F.) varie avec la tension de la grille G suivant une loi particulière contre-balançant l'effet de la courbure de la caractéristique $\sqrt{W_u} = f(i_0)$ [61]. Une telle loi de variation est obtenue en donnant une structure particulière à la grille G, structure qui est celle d'une grille à pas variable (dans le cas d'un faisceau circulaire, on utilisera par exemple des mailles à écartement radialement variable avec un trou au centre). Il est compréhensible qu'en donnant à la caractéristique $i_0 = f(U_g)$ une forme telle que celle de la courbe de la figure 46 *a*, on transforme la caractéristique de la figure 46 *b* en une caractéristique $\sqrt{W_u} = f(U_g)$ de la forme indiquée en figure 46 *c*, ce qui permet, sans distorsion non linéaire appréciable, une modulation profonde. Grâce à cet artifice, on peut réaliser des auto-oscillateurs susceptibles d'être modulés très simplement par la grille et avec une bonne qualité, mais il convient toutefois de noter que son application restreint, en fait, la souplesse d'emploi du tube. En effet, une fois choisie, la structure de la grille fixe une caractéristique $i_0 = f(U_g)$ déterminée, dont, par suite, la courbure ne peut contre-balancer correctement que celle d'une caractéristique $\sqrt{W_u} = f(i_0)$ particulière; or, si la forme générale de celle-ci est imposée par le mécanisme même d'auto-oscillation, la puissance débitée pour un courant et une tension données dépend du réglage

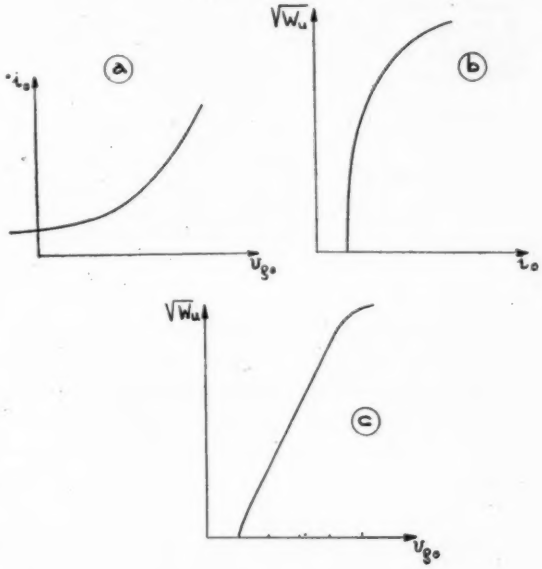


Fig. 46.

comme le montrent les caractéristiques de la figure 60; en d'autres termes, pour tirer parti de l'artifice indiqué, la grille G de l'auto-oscillateur doit être prédéterminée pour des conditions de travail imposées à l'avance (que l'on choisit évidemment dans le domaine où le fonctionnement est le plus favorable). D'autre part, si l'on ne recourt pas à un artifice convenable à cet égard, la modulation d'amplitude produite par variation de l'intensité du courant du faisceau est accompagnée d'une modulation de fréquence qui peut être notable parce que le passage de la décharge fait varier la constante diélectrique de l'espace séparant les électrodes H. F. et, d'autre part, parce que l'amortissement de la cavité d'entrée varie avec l'intensité du courant transporté par le faisceau.

Ces inconvénients n'existent pas si l'on utilise pour la modulation en amplitude de l'auto-oscillateur par la grille de charge d'espace G, un procédé faisant intervenir seulement un point de caractéristique $\sqrt{W} = f(U_g)$; cela permet, en particulier,

[1] La figure 45 est relative au cas où le champ H. F., créé dans le collecteur, est insuffisant pour renvoyer des électrons en arrière; dans le cas contraire, la courbe redescendrait après avoir présenté une bosse comme celle de la courbe expérimentale *a* de la figure 64.

de construire le tube au mieux au point de vue puissance maximum sans avoir à se soucier de la forme particulière résultant de la caractéristique $i_0 = f(U_g)$ et de l'employer sans avoir à se préoccuper de l'action de la charge autrement que pour obtenir les conditions de fonctionnement optima.

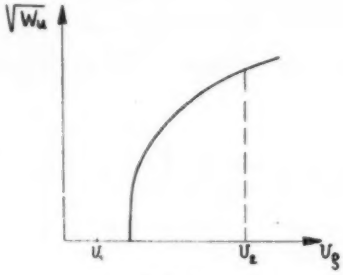


Fig. 47.

On peut atteindre le résultat cherché en découpant le signal H. F. émis par le tube en tops ou impulsions de différentes façons. Nous donnerons seulement ici quelques renseignements au sujet d'une modu-

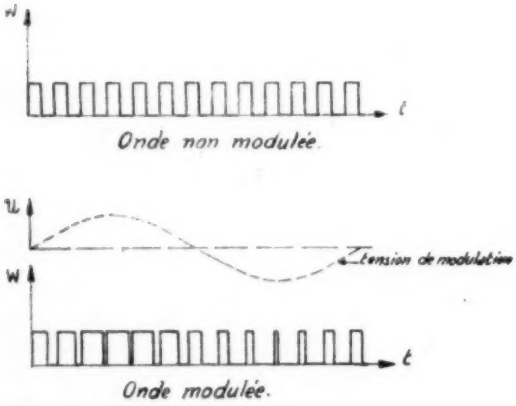


Fig. 48.

lation par tops rectangulaires d'amplitude constante et de largeur variable; le procédé en question est expliqué par les figures 47 et 48. Pendant le cycle de modulation, la tension de la grille G de l'auto-oscillateur ne prend essentiellement que les deux valeurs fi es U_1 et U_2, la valeur U_1 étant inférieure à la tension d'accrochage et la tension U_2 correspondant au débit maximum de puissance (entre les impulsions, la tension grille possède la valeur U_1, pendant les impulsions la valeur U_2). En d'autres termes, la puissance débitée entre les impulsions est nulle et est égale, pendant les impulsions, à la puissance maximum W_m; c'est la largeur des impulsions qui traduit la variation de la tension alternative fournie par le modulateur. Pour réaliser le saut de U_1 à U_2, on utilise une source de tension auxiliaire U_1 de fréquence Φ élevée devant la fréquence de modulation f (U_g étant égal à U_1 par exemple quand U est négatif et égal à U_2 quand U est positif); dans ces conditions, comme on fonctionne en un point déterminé de la caractéristique $W = f(U_g)$, le chemin de modulation ne dépend pas de cette caractéristique et l'émission a lieu essentiellement, si les tops appliqués à la grille du klystron sont bien rectangulaires, sur la fréquence correspondant à U_2, c'est-à-dire à W_m; il n'y a pas modulation de fréquence connexe de la modulation d'amplitude. La courbe $W = f(u)$ étant alors une droite, la puissance moyenne est constante et égale à $\frac{W_m}{2}$ quel que soit le taux de modulation; les valeurs moyennes de V_g et du courant électronique i_0 à l'entrée du rassembleur sont également constantes, ce qui fait que les phénomènes thermiques qui pourraient accompagner une variation du taux de modulation dans le procédé normal de modulation ne sont pas à redouter. Le rendement, lui aussi, est indépendant du taux de modulation et, en supposant (ce qui est le cas en général) que U_1 correspond à i_0 nul, et U_2 à i_{0m}, il vaut $\eta_0 = \frac{W_0 i_{0m}}{W_m}$. La tension U résulte de la superposition d'une tension de découpage U' d'amplitude constante et de la tension de modulation u; en principe, la forme la plus convenable pour la tension U' est une forme en dents de scie, mais en utilisant une forme sinusoïdale pratiquement plus facile à produire et à transmettre, on n'introduit qu'une distorsion très admissible. La théorie montre, d'une part, que les fréquences les plus proches de la fréquence de la tension de découpage sont transmises plus faiblement que les fréquences les plus basses, et, d'autre part, qu'il apparaît des fréquences parasites dans le domaine des basses fréquences. Ces deux phénomènes nuisibles deviennent négligeables, quand on emploie une tension sinusoïdale de découpage, lorsque la fréquence de cette tension est d'au moins dix fois la fréquence la plus élevée à transmettre [1]. (Pour une modu-

[1] Comme par ailleurs, le saut de U_1 à U_2 n'est pas immédiat, on n'a pas intérêt à dépasser le rapport 10, ceci pour que la durée du régime transitoire, qui est une cause de déformation de signal, reste petite devant la période de découpage.

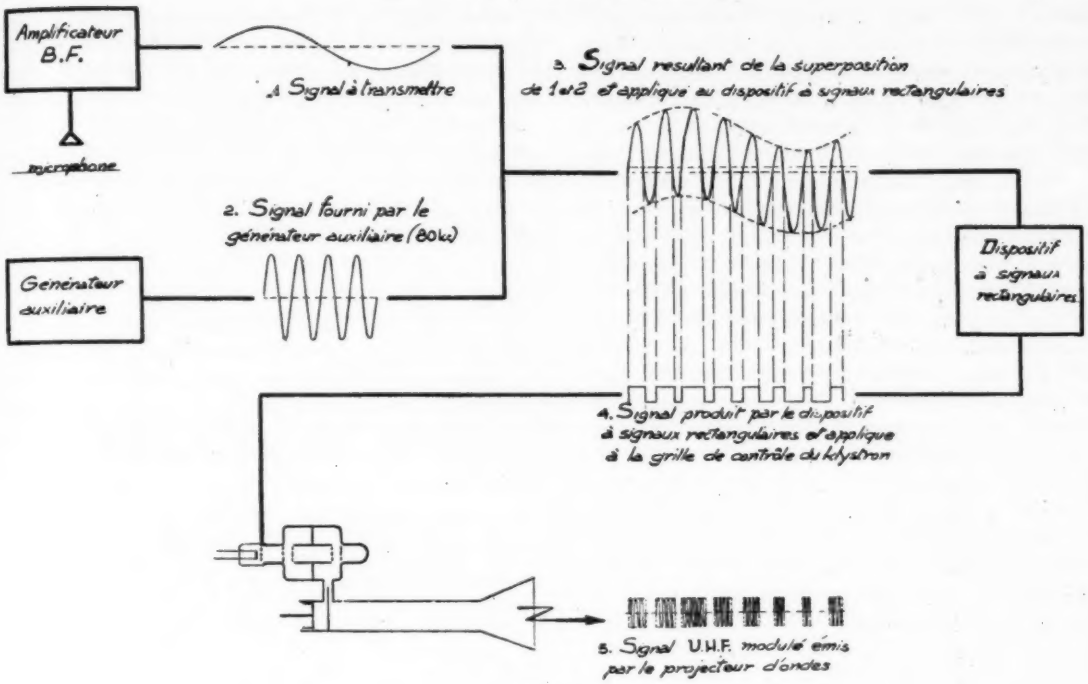


Fig. 49.

lation téléphonique, par exemple, on prendra $\Phi = 80$ Kc/sec).

La figure 49 indique, à partir de la création du signal modulateur, le processus complet de la génération de l'onde modulée par le système précédent; dans le cas d'un « klystron » auto-oscillateur [1]. Avec ce tube, en particulier, le système (qui a déjà été utilisé avec succès pour le magnétron [7]), donne des résultats très satisfaisants, bien supérieurs en tous les cas à ceux des procédés de modulation indirects *usuels*.

Étant donnée, pour un auto-oscillateur du type klystron, la forme de la variation du champ de l'onde émise en fonction de la tension déterminant la vitesse des électrons dans le tube de glissement (*fig.* 61), il est possible d'obtenir une modulation en amplitude en agissant sur cette tension, mais, comme pour l'amplificateur « klystron », un tel procédé n'est pas avantageux à cause de l'importance du modulateur nécessaire.

Modulation de fréquence dans le cas de l'amplificateur du type klystron.

Comme l'ont souligné récemment Clavier et Altovsky [75], la modulation de fréquence appliquée aux ondes décimétriques ou centimétriques permet de constituer des systèmes de transmission très avantageux, dans lesquels on peut placer, sur une seule porteuse, un nombre relativement important de voies (affectées par exemple à la téléphonie, à la télégraphie, au fac-similé, à la télévision, etc.), dont l'ensemble nécessiterait une bande passante inacceptablement large dans le cas de la modulation d'amplitude.

Comme dans tous les générateurs à temps de transit, il est possible de produire, dans les tubes à modulation de vitesse, une modulation de fréquence en y faisant varier convenablement la vitesse des

[1] C'est sur la porteuse qu'apparaît la modulation B. F.; on éliminera donc, par un filtre placé à l'entrée de l'étage B. F. du récepteur, la fréquence de découpage et ses harmoniques de façon à ne laisser passer que la modulation de la porteuse ou de la moyenne fréquence correspondante. La bande passante du récepteur doit avoir une largeur minimum égale à deux fois la fréquence maximum à transmettre, mais lorsque cette bande passante est nettement inférieure à deux fois la fréquence de découpage, ce filtre est inutile. Si l'on détecte les signaux à l'entrée du récepteur et si celui-ci a une bande passante suffisante pour ne pas déformer les signaux, on retrouve, à la sortie du détecteur, des signaux identiques quelle que soit la forme de sa caractéristique : sous réserve des conditions précédentes, un récepteur normal convient donc pour la réception des ondes modulées en amplitude par découpage en tops de largeur variable.

électrons; dans un « klystron » auto-oscillateur, on atteindra le résultat en agissant soit sur la tension des électrodes incorporées dans les rhumbatrons, soit sur celle d'un élément du tube de glissement (s'il en existe un électriquement séparé des rhumbatrons). La modulation de fréquence ainsi produite est, en général, accompagnée d'une modulation d'amplitude importante, mais cette dernière n'est pas gênante parce que, pour que l'on puisse profiter, dans les récepteurs d'ondes modulées en fréquence, de l'amélioration du rapport signal-bruit, un limiteur d'amplitude y sépare la modulation de fréquence de la modulation d'amplitude dont est affectée l'onde porteuse. Comme le tube doit être réglé pour que des déviations de fréquence relativement importantes soient possibles sous l'effet de variations de tension modérées, un inconvénient bien plus sérieux de ce procédé est que des variations de fréquences non contrôlées (et dues à des variations accidentelles de tension) peuvent aisément se superposer à celles que l'on désire produire; autrement dit, la fréquence porteuse du système en question peut être instable; ce qui est un défaut grave. Ce défaut n'est pas trouvé en faisant fonctionner un amplificateur « klystron » comme convertisseur de fréquence, ainsi que l'a indiqué Chireix [52].

Reconsidérons le montage de la figure 11 et admettons maintenant que l'on attaque la grille de charge d'espace G du klystron amplificateur avec une onde modulée en fréquence à fréquence relativement basse devant la fréquence des oscillations du tube pilote (par exemple 50 ± 1 Mc/sec) et dont l'amplitude reste constante. La cavité d'entrée de l'amplificateur étant accordée sur la fréquence du pilote (par exemple 1000 Mc/sec), on règle sa cavité de sortie sur la différence ou la somme de ces fréquences (c'est-à-dire sur 950 ou 1050 Mc/sec); consécutivement l'on recueille, dans cette cavité, de l'énergie H. F. à la fréquence correspondante, et l'onde émise possède une amplitude constante et une fréquence légèrement modulée. Ce montage a une certaine analogie avec ceux qui sont employés en ondes plus longues dans les émetteurs dits à bande unique, mais il en diffère cependant dans ce sens qu'à l'encontre de ces derniers, l'amplitude de la tension de commande de la grille de charge d'espace de l'amplificateur est constante et que, seule, sa fréquence instantanée varie. La modulation en amplitude du faisceau est maintenue constante, et si cette modulation ne suit pas une loi linéaire en fonction de la tension de commande, il en résulte des bandes latérales (à 900 et 1100 et 850 et 1150 Mc/sec), mais, par suite des propriétés sélectives de la cavité de sortie, celles-ci sont pratiquement sans action. La modulation de fréquence est linéaire dans un grand domaine, ce qui donne, dans un montage multiplex par exemple, l'avantage d'un faible niveau de diaphonie; un autre intérêt est que les difficultés inhérentes à la production de la modulation de fréquence sont reportées sur un générateur relativement peu puissant fonctionnant sur ondes relativement longues.

En contre-partie, ce système possède l'inconvénient d'avoir un rendement d'autant plus faible (et de ne pouvoir fournir qu'une puissance d'autant plus petite) que la bande passante est plus large; les raisons essentielles en sont, d'une part, que l'impédance shunt de la cavité de sortie est nécessairement faible, d'autre part que l'amplitude de la composante active du courant modulé transporté par le faisceau est relativement petite (1).

Les formes des cavités conduisant à une valeur relativement élevée de l'inductance du collecteur de l'amplificateur du faisceau, pour une surtension donnée, sont les plus convenables, mais on est vite limité dans ce sens parce que les parties capacitives en doivent être importantes pour permettre le passage d'un faisceau électronique de grande intensité. Malgré cet inconvénient auquel s'ajoute celui qui vient des puissances commande de B. F. et H. F.

---

(1) Soit $\Delta\omega'$ la déviation de la pulsation de l'onde attaquant la grille G de l'amplificateur; pour une pulsation ω du pilote, la surtension du rhumbatron de sortie de l'amplificateur doit avoir, en admettant un affaiblissement de 3 db aux extrémités de la bande, la valeur $S_2 = \frac{\omega}{\Delta\omega'}$ et l'impédance shunt du collecteur réglé à la résonance a pour expression $R_2 = S_2 L_2 \omega$, $L_2 \omega$ étant son inductance. D'autre part, en ne tenant compte, dans i_0 que des électrons arrivant effectivement dans le collecteur, le courant transporté par le faisceau au niveau de celui-ci au cours du fonctionnement en convertisseur a pour expression approximative, dans l'hypothèse du rassemblement cinématique :

$$i_0(1 + m\cos\omega' t)\{1 + 2J_1(r)\cos\omega t + 2J_2(2r)\cos 2\omega t + \ldots\}.$$

Le collecteur étant accordé sur $\omega - \omega'$, les seuls échanges d'énergie non nuls en moyenne correspondent pratiquement aux termes constants et aux termes alternatifs dont la pulsation est à l'intérieur de la bande passante ou correspond à un harmonique d'une telle pulsation; en première approximation, le courant actif, transporté par le faisceau, a donc pour expression, en admettant $m = 1$,

$$i_2 = i_0[1 + J_1(r)\cos(\omega - \omega')t].$$

Le courant induit qui traverse l'impédance shunt du circuit équivalent au collecteur a donc pour amplitude $S_2 = p_2 i_0 J_1(r)$ [en correspondance avec $2 p_2 i_0 J_1(r)$ dans le cas de l'amplification normale], où p_2, coefficient tenant compte de la « largeur du champ », a pour valeur approximative, du fait que, dans un amplificateur à large bande passante, la tension

relativement grandes (à cause du grand courant nécessaire), le système reste avantageux, dans bien des cas, à cause de la stabilité de la fréquence porteuse. Notons, au point de vue constructif, d'une part, qu'il convient dans l'amplificateur destiné à fonctionner en convertisseur de séparer électriquement le collecteur d'électrons des électrodes collectrices d'énergie H. F. (pour pouvoir améliorer le rendement en recueillant les électrons à vitesse relativement faible) et, d'autre part, qu'il faut donner à la grille G la structure requise pour qu'elle convienne au travail en très haute fréquence (en général ondes métriques) qu'on lui impose.

C. Stabilisation de la fréquence des oscillations produites ou amplifiées.

Pour la plupart des applications, une grande stabilité de fréquence est la qualité essentielle d'un système émetteur d'ondes ultra-courtes : dans bien des cas, mieux vaut un émetteur stable de petite puissance qu'un émetteur instable de puissance plus élevée. Avec certains tubes à modulation de vitesse à groupement par glissement, il est possible de porter cette qualité à un degré qui atteint facilement, à équivalence de moyens mis en œuvre, ce qui est obtenu dans le domaine usuel du spectre des fréquences radioélectriques. Comme on le fait dans ce domaine, et suivant ce qui a été dit précédemment, on obtient le meilleur résultat en utilisant un ensemble de tubes comportant un générateur pilote et un amplificateur. Pour de bonnes conditions de réglage de l'ensemble (et la modulation étant faite sur l'amplificateur), la fréquence est essentiellement imposée par le pilote; nous porterons donc d'abord notre attention ici sur les moyens propres à améliorer la stabilité de fréquence d'un tube à modulation de vitesse auto-oscillateur non modulé, et nous choisirons le « klystrón » comme exemple typique.

D'une manière générale, les variations susceptibles d'influencer la fréquence des oscillations produites par un klystron auto-oscillateur sont celles des tensions définissant la vitesse des électrons dans l'espace de glissement et dans les champs H. F., celles du courant ou de la densité électronique, celles de la charge sur laquelle débite le tube, et, enfin, celles des dimensions (ou des réglages) des organes oscillants. Pour augmenter la stabilité de fréquence d'un klystron auto-oscillateur, il convient donc, en premier lieu, d'alimenter ce tube sous des tensions bien constantes : les procédés susceptibles de donner de bons résultats à cet égard sont connus et nous ne les décrirons pas. Conjointement à ces mesures concernant le matériel d'alimentation, d'autres doivent être prises relativement à la conception et à la construction du tube lui-même. Ces dernières sont de deux sortes : les unes visent à faire le meilleur choix possible des constantes des organes essentiels du tube et des moyens de réglages appropriés (choix fixé par la théorie du type normal), les autres à introduire des organes supplémentaires permettant de compenser automatiquement certains effets par d'autres.

L'analyse du fonctionnement du tube à modulation de vitesse auto-oscillateur correspondant au schéma électrique de la figure 1 *b* conduit [74], pour réduire les variations de fréquence résultant des variations de la tension V_0 définissant la vitesse des électrons, à adopter les caractéristiques suivantes. Le tube aura, tout d'abord, des rhumbatrons réglables, couplés lâchement, et sera dimensionné pour fonctionner au rendement voisin de l'optimum : cela aura d'ailleurs pour effet de réduire, d'une part la variation de fréquence avec la charge (1) [si celle-ci est variable au cours du fonctionnement, ce

---

alternative U_2 est relativement petite devant la tension d'accélération V_0 des électrons

$$p_2 = \frac{\sin\frac{\sigma_2}{2}}{\frac{\sigma_2}{2}} - \frac{2(1-\cos\sigma_2) - \sigma_2 \sin\sigma_2}{2\sigma_2^2 J_1(r)} \cdot \frac{|U_2|}{V_0}, \qquad \text{avec } \sigma_2 = \frac{\omega h_2}{v_0}$$

(h_2 étant la distance entre les parties rentrantes supposées équipotentielles du collecteur et v_0 la vitesse moyenne des électrons dans le tube de glissement correspondant à la tension V_0 d'accélération des électrons dans l'amplificateur). La puissance W cédée par le faisceau dans le collecteur de l'amplificateur prend alors la forme

$$W \approx \frac{1}{2} i_0^2 p_2^2 [J_1(r)]^2 R_2 = \frac{1}{2} i_0^2 [J_1(r)]^2 S_2 L_2 \omega,$$

en correspondance avec une puissance W' dans les conditions normales de travail et avec le même collecteur

$$W' = 2 i_0^2 p_2^2 [J_1(r)]^2 S_2 L_2 \omega.$$

(1) L'une des conditions de rendement optimum, celle qui exprime la relation de phase entre le courant induit dans l'impédance shunt du collecteur et la tension aux bornes de cet organe, entraîne automatiquement l'absence de variation de fréquence avec la charge, parce que cela signifie que l'impédance en question se conduit comme une résistance pure. C'est seulement quand on s'écarte de cette condition, par suite du mauvais réglage de la tension d'accélération des électrons, que cette cause se met à jouer son rôle.

qui est le cas en général [1]] et, d'autre part, de réduire la dissipation des électrodes, c'est-à-dire la dérive thermique qui résulte des variations de dimensions consécutives à leur échauffement. Simultanément, on adoptera systématiquement un ordre

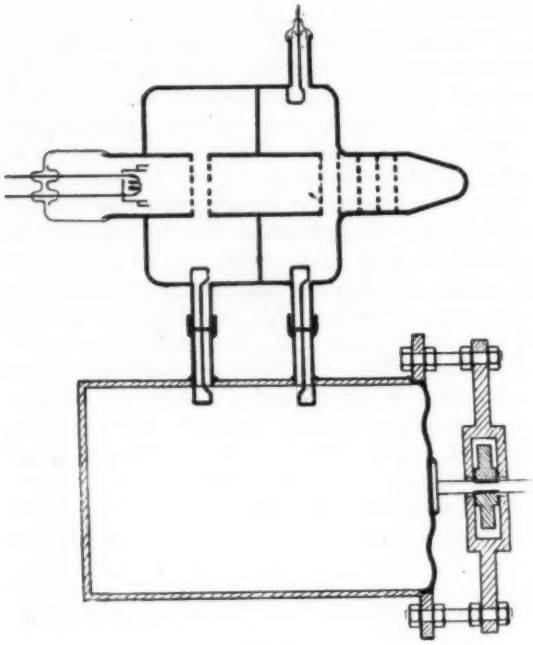


Fig. 50.

d'oscillation faible (c'est-à-dire une longueur électrique du tube de glissement petite), une grande surtension du rhumbatron rassembleur, une grande impédance shunt du rhumbatron collecteur, une grande impédance du faisceau (tension élevée, courant faible) et un angle de transit faible dans le rhumbatron rassembleur.

Quand les mesures précédentes relatives à la spécification des organes essentiels ne fournissent pas de résultats suffisants par rapport aux exigences de l'application du tube, ou quand la stabilisation externe des sources d'alimentation est insuffisante, ou bien encore quand celle-ci demande un matériel prohibitif vis-à-vis des applications projetées, on peut recourir à une construction plus compliquée du tube dans lequel des organes supplémentaires sont introduits systématiquement. Ainsi, il peut arriver qu'il ne soit pas possible de dimensionner les rhumbatrons rassembleurs d'un klystron auto-oscil-

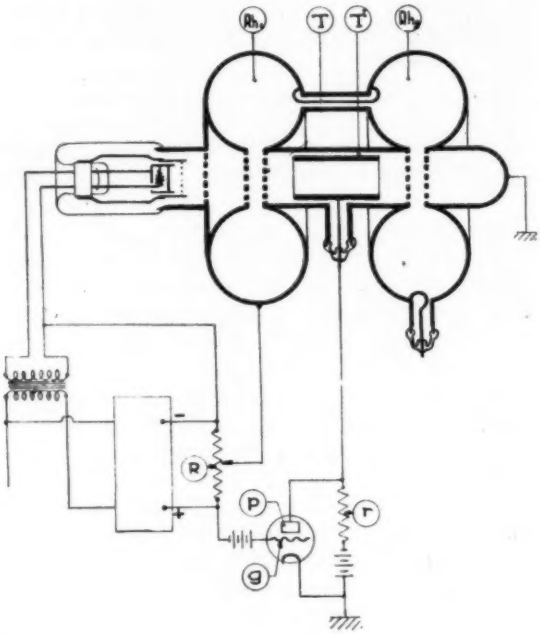


Fig. 51.

lateur du type normal (par exemple, parce que, à longueur d'onde donnée, on veut y faire passer un faisceau relativement gros) de façon à avoir la surtension requise pour obtenir, toutes choses choisies au mieux par ailleurs, la stabilité de fréquence désirée; on pourra remédier à cela en couplant, comme il est schématisé en figure 50, les rhumbatrons rassembleur et collecteur de ce tube par l'intermédiaire d'une cavité extérieure [15] à laquelle on peut donner une surtension relativement élevée parce qu'on est maître dans une certaine mesure de son mode de vibration, de sa forme et de ses dimensions; on pourra même utiliser à ce propos le fait, montré par la théorie des cavités électromagnétiques, que la surtension est relativement très élevée pour les vibrations d'ordre supérieur.

Considérons maintenant le tube de la figure 51,

[1] La charge d'un auto-oscillateur pilote étant constituée par la puissance de commande d'un amplificateur, elle ne varie qu'à la suite des effets variables produits dans celui-ci (modulation ou manipulation). Ces effets sont accompagnés, le plus souvent (modulation d'amplitude par exemple), d'une variation importante du courant du faisceau; pourtant, dans le cas du pilote excitant l'amplificateur fournissant des ondes modulées en fréquences par conversion, la variation de charge est particulièrement faible, puisque l'amplitude de la tension de commande appliquée à la grille de charge d'espace de l'amplificateur reste constante et que, seule, sa fréquence varie.

caractérisé par l'introduction d'une électrode-étui T′ entourant le faisceau à l'intérieur du tunnel de groupement T; la durée du transit des électrons entre les rhumbatrons rassembleur et collecteur peut être maintenue constante quand le potentiel V_0 des rhumbatrons varie (du fait d'une variation de tension du secteur par exemple) en appliquant convenablement à l'électrode-étui une tension variable proportionnelle aux fluctuations en question [17]. Une élévation de la tension V_0 tend à réduire le temps de transit entre Rh_1 et Rh_2, mais quand la tension aux bornes du potentiomètre R augmente, la grille g de la triode devient moins négative, ce qui fait augmenter son courant-plaque; la chute de tension dans la résistance r augmente, le potentiel de la plaque p diminue ainsi que celui de l'électrode-étui T′, ce qui fait que la durée du transit des électrons entre le rhumbatron rassembleur et le rhumbatron collecteur tend à augmenter.

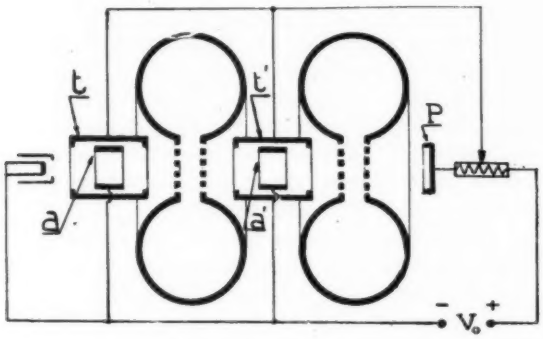


Fig. 52.

Le passage du faisceau électronique à travers le champ oscillant d'une cavité avec lequel il réagit, désaccorde cette cavité d'une quantité qui, toutes choses égales par ailleurs (temps de transit dans le champ et intensité de celui-ci en particulier), est fonction de l'intensité du courant transporté par le faisceau. Si cette intensité varie accidentellement (par exemple sous l'effet d'une modification de la tension de chauffage), on peut, pour maintenir la fréquence stable, agir sur un paramètre produisant une variation du courant du faisceau en sens contraire; à cet effet, on se servira, par exemple, du potentiel de la grille qui concourt à fixer l'intensité du courant du faisceau. Par un jeu de potentiomètres et d'amplificateurs, une tension sera appliquée à la grille de charge d'espace du klystron, de façon que son effet sur le courant compense celui d'une variation de la tension d'alimentation [17]. En fait le désaccord produit par le passage d'un faisceau électronique à travers une cavité n'est pas fonction seulement de l'intensité du courant transporté par le faisceau, mais aussi de la densité spatiale des électrons dans ce faisceau. Les variations de fréquences déterminées par une variation de l'intensité du courant peuvent donc être compensées par une variation de la concentration électronique dans le faisceau (au sens d'une focalisation optique et non d'une focalisation de phase), à condition évidemment qu'une augmentation de l'intensité corresponde à une diminution de la concentration spatiale. Un tel procédé de compensation [51], qui pourrait être utile même dans le cas de variations importantes comme celles qui accompagnent la modulation d'amplitude (par action sur le courant) est représenté en figure 52. Le faisceau est recueilli par l'anode collectrice P et le courant correspondant traverse une résistance qui détermine le potentiel d'électrodes-étui t et t' placées en amont des deux rhumbatrons; en combinaison avec les anneaux a et a', ces électrodes constituent des lentilles électriques dont la distance focale augmente avec l'intensité du courant du faisceau, de sorte que, lorsque cette intensité augmente, le faisceau prend, à l'intérieur des cavités, une section plus grande.

En fait, les procédés de stabilisation de fréquence qui s'appuient sur l'introduction d'organes spéciaux dans un tube à modulation de vitesse tel qu'un klystron auto-oscillateur, compliquent notablement sa construction, et cette complication devient un inconvénient particulièrement gênant quand on désire que le tube délivre une puissance importante. Dans de telles conditions, une bonne formule pour obtenir une fréquence stable consiste à employer un procédé d'asservissement. La figure 53 représente un système qui a été prévu à cet effet par H. Chireix [50] et qui est plus particulièrement destiné aux liaisons multiplex. Étant donnée la portée, en général, relativement limitée des ondes ultra-courtes, de telles liaisons utilisent souvent des relais interposés; comme, d'autre part, l'onde ultra-courte modulée est convertie dans les stations terminales en ondes plus longues pouvant être plus facilement sélectionnées ou amplifiées, il est nécessaire de stabiliser à un haut degré la fréquence des ondes émises et la fréquence des ondes servant, à la réception, au premier changement de fréquence. Sur la figure 53, schématisant une station relais, (1) désigne un auto-oscillateur pilote dont la fréquence (1500 Mc/sec, par exemple) est considérée comme insuffisamment stable et dont la cavité de sortie

est couplée à la cavité d'entrée d'un tube à modulation de vitesse convertisseur de fréquence (*voir* ce qui a été dit à propos de la figure 41) désigné par (2). La cavité de sortie de ce tube à modulation de vitesse amplificateur est couplée au moyen d'une première boucle aux tubes (3) et (4). Le tube (3)

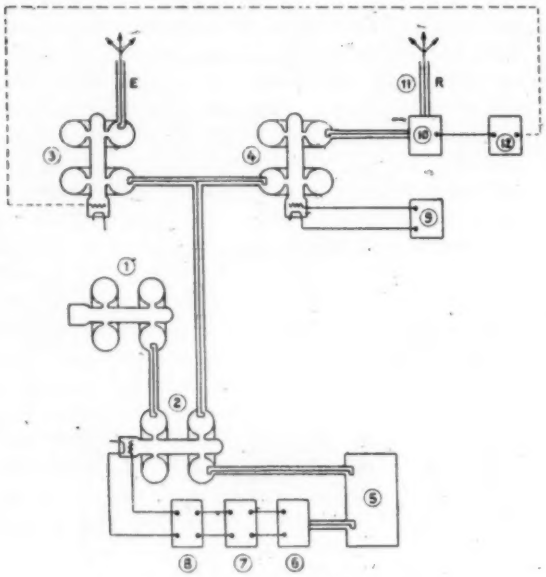


Fig. 53.

sert à fournir l'énergie de la voie de transmission et le tube (4) l'énergie beaucoup plus faible nécessaire à la démodulation des ondes à recevoir. En couplant la cavité de sortie du tube à modulation de vitesse convertisseur (2) à un système de contrôle automatique de la fréquence, on fait en sorte que la fréquence des oscillations dans les lignes reliant (2) à (3) et (2) à (4) soit plus stable que la fréquence engendrée par le tube à modulation de vitesse auto-oscillateur (1). Le système de contrôle de fréquence peut comprendre, par exemple, une cavité (5), un détecteur (6), une lampe à réactance (7) et un générateur auxiliaire (8) (20 Mc par exemple). Le circuit en pot est placé de préférence lui-même dans un thermostat jouant le rôle d'étalon de fréquence. Si, par suite d'une cause quelconque la fréquence dans la cavité de sortie du tube (2) varie, le pot (5) ne travaille plus au même point de la courbe de résonance, la tension détectée en (6) varie; comme cette dernière est appliquée à la lampe à réactance, la fréquence de l'oscillation (8) varie également. Dans la zone de régulation, cette variation agit pour rétablir la fréquence correcte dans la cavité de sortie du tube (2).

Si l'on suppose que la fréquence du tube à modulation de vitesse auto-oscillateur (1) ait dérivé par exemple de 100 Kc, la fréquence de (8) doit se modifier également de 100 Kc devant 20 Mc pour maintenir la fréquence d'entrée des tubes (3) et (4) fixe. En réalité, comme dans tout système de ce genre, la variation de (8) sera un peu plus faible que la valeur désirée, et il subsistera une petite variation de fréquence, mais celle-ci sera d'autant plus faible que l'effet régulateur sera plus élevé.

Si l'émission se fait au moyen d'ondes modulées en amplitude, la modulation d'amplitude sera appliquée à la grille de commande du tube à modulation de vitesse (3). Si l'émission se fait au moyen d'ondes modulées en fréquence, on appliquera à cette même grille une onde de fréquence plus faible modulée en fréquence et l'on accordera la cavité de sortie sur l'onde changée.

On obtiendra la fréquence servant à la démodulation à la réception, en appliquant à la grille du tube (4) une tension de la fréquence de l'oscillateur à fréquence (9). Comme les deux fréquences que l'on se propose de créer sont en général assez voisines, le générateur (9) sera de fréquence relativement assez basse et sa fréquence fixe pourra être obtenue à partir d'un oscillateur à quartz.

Suivant le processus indiqué, on retirera de la cavité de sortie du tube à modulation de vitesse (4), cavité accordée sur la fréquence désirée, une tension qui pourra servir dans le démodulateur (10) à la démodulation des ondes reçues par l'aérien (11). Les ondes démodulées seront reçues dans le récepteur (12) dont la bande passante sera établie pour le type de communication envisagé en tenant compte de l'instabilité résiduelle due à l'imperfection de la régulation.

Il est à noter que le système relativement compliqué de la figure 53 permet de prélever, à partir d'un générateur à fréquence relativement instable, deux fréquences stables à un degré plus élevé, l'une destinée à servir de pilote à un émetteur d'ondes ultra-courtes, l'autre de générateur local pour un démodulateur faisant partie d'un récepteur de la station relais. Le même résultat peut être obtenu, et de manière plus complète, avec le système plus simple de la figure 54, qui est basé sur l'idée d'engendrer une fréquence de battement entre un générateur relativement instable et un générateur à fréquence très stable (quartz piézoélectrique), puis à faire interférer dans l'étage d'émission cette fréquence de battement avec celle du générateur

instable, ce qui permet d'éliminer la fréquence instable [60]. Suivant le même principe également fourni par M. Chireix, on peut superposer à la première fréquence stable une autre fréquence stable, la fréquence finale étant alors la somme des fréquences stables.

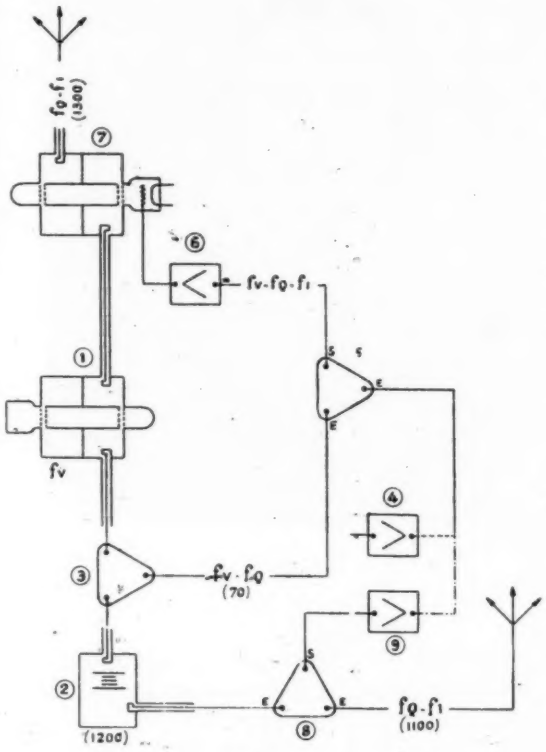


Fig. 54.

Sur la figure 54, correspondant à l'équipement d'une station relais, (1) est un tube à modulation de vitesse autogénérateur donnant la fréquence plus ou moins variable f_v (par exemple 1270 Mc/sec), (2) est un ensemble stabilisé par quartz et dont un des harmoniques a la fréquence f_Q (par exemple 1200 Mc/sec); (3) est un étage mélangeur représenté schématiquement par un triangle et ayant deux bornes d'entrée auxquelles sont appliquées les fréquences à mélanger et une borne de sortie à laquelle est prélevée la fréquence différence (70 Mc/sec). Un tel étage mélangeur peut être constitué par exemple par une diode avec circuit accordé sur la fréquence intermédiaire de sortie; (4) est un émetteur à ondes métriques, de fréquence f_1, et peut, par exemple, être un émetteur piloté par le même quartz que celui servant à l'obtention de la fréquence f_Q (il peut être d'un type quelconque à modulation d'amplitude ou à modulation de fréquence); (5) est un second mélangeur analogue à (3) [l'on recueille à la sortie de (5) une fréquence $f_v - f_Q - f_1$]. (6) est un amplificateur à ondes métriques élevant la puissance au niveau nécessaire pour commander la grille de densité du tube à modulation de vitesse amplificateur (7).

La cavité d'entrée étant accordée sur f_v et celle de sortie sur $f_Q + f_1$, l'émission se fera sur $f_Q + f_1$: les variations de f_v seront donc complètement compensées.

Si la réception, dans un trafic duplex, doit se faire sur la fréquence $f_Q - f_1$, le même harmonique f_Q du générateur (2), interférant dans le mélangeur (8) avec la fréquence à recevoir, donnera dans le récepteur (9) la fréquence f_1 que l'on pourra utiliser à la sortie de (9) ou que l'on pourra renvoyer en (5) par la liaison figurée en traits mixtes, se substituant à la liaison en traits interrompus avec le générateur (4). Dans ce dernier cas on aura constitué une station relais recevant l'énergie sur la fréquence $f_Q - f_1$ et la renvoyant sur la fréquence $f_Q + f_1$. Il est à noter que le système de la figure 55 sera, dans la pratique, d'une efficacité plus certaine que celui de la figure 54, rien que par le fait qu'il comporte moins d'organes d'ultra haute fréquence à accorder.

D. Caractéristiques et possibilités de quelques modèles industriels.

Avec d'autres, dont il n'est pas encore possible de révéler les principes, presque toutes les conceptions passées en revue au Chapitre II ont été étudiées théoriquement et expérimentalement dans les laboratoires de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil. Nous fournirons plus tard des renseignements sur le mode de réalisation et les possibilités pratiques des principales d'entre-elles; ici, et pour préciser ce qui précède à l'aide de valeurs numériques, nous nous bornerons à donner quelques informations techniques sur deux modèles du type auquel le nom de « klystron » a été donné par les chercheurs de la Stanford University.

Bien qu'aucun travail de quelque nature que ce soit n'ait été effectué, directement ou indirectement, dans les laboratoires de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil, durant toute l'occupation, pour les autorités allemandes, les deux modèles de tubes en question ont pu être mis au point en 1942, et cela fait qu'ils sont maintenant dans un état de

développement technique les rendant disponibles pour une utilisation industrielle. Ce sont des auto-oscillateurs destinés à l'équipement d'émetteurs de puissance moyenne et de construction simple (émetteurs mobiles par exemple). Ils sont réalisés sur des bases voisines de celles qui sont illustrées par la figure 30 et, par suite, ont une longueur d'onde de fonctionnement réglable; pour ne pas compliquer, malgré cela, la construction par un organe de réglage

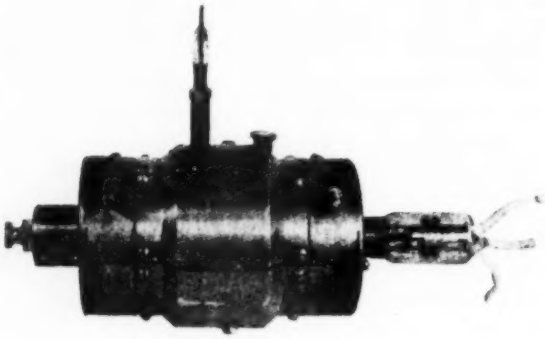


Fig. 55.

de la réaction entre le rhumbatron collecteur et le rhumbatron rassembleur, le degré de couplage correspondant est fixé, par construction, à une valeur déterminée (légèrement supérieure à celle du couplage critique pour lequel on peut atteindre le rendement optimum indiqué par la théorie). Les deux tubes en question, qui ne diffèrent que par leurs dimensions et dont l'un est représenté en figure 55, se présentent sous la forme d'un bloc compact dont il n'émerge que la petite ligne servant au transfert de l'énergie H. F. vers la charge d'utilisation et la petite ampoule de verre supportant le système cathodique; dans chacun d'eux, la cathode est un fil de tungstène pur, et l'électrode collectrice d'électrons fait corps, sous forme d'un appendice allongé, avec le rhumbatron collecteur d'énergie. Les deux tubes peuvent fonctionner sans champ magnétique focalisateur, mais pour que le fonctionnement soit le plus efficace, ce champ est nécessaire; on le produit d'habitude au moyen d'une bobine enroulée sur un étrier magnétique qui vient s'appuyer sur les enveloppes métalliques des systèmes de déformation placés aux extrémités du tube. La disposition varie avec l'utilisation du tube, mais la plus fréquente est celle qui est montrée par la figure 56.

Le tableau I résume quelques-unes des caractéristiques des deux tubes en question dont les caractéristiques statiques sont représentées en figures 57 et 62.

Fig. 56.

Le tube K. 771 a une longueur d'onde de fonctionnement librement réglable d'une manière continue dans la bande 1400-1200 Mc/sec ($21.5 < \lambda < 25$ cm), dans ce domaine il fournit, en régime permanent, une puissance H. F. utile de l'ordre de 300 W [1], avec un rendement de l'ordre de 22 %.

Les tensions d'accélération des électrons (V_0) correspondant aux longueurs d'onde extrêmes sont

[1] Les puissances H. F. utiles, citées dans ce chapitre, sont déterminées de la façon suivante : le tube étant tout entier baigné dans un courant d'eau dont on maintient constant le débit, on mesure l'échauffement de cette eau entre l'entrée et la sortie de la chemise de refroidissement pendant que le tube oscille. Ensuite, après avoir empêché l'oscillation en déréglant les rhumbatrons et la charge, on règle la puissance appliquée (alors tout entière dissipée dans l'eau) de manière à produire le même échauffement; la différence entre les puissances appliquées au cours des deux expériences fournit alors la valeur de l'énergie continue transformée en énergie H. F. pendant la première. Grâce à ce procédé, on peut, en outre, étalonner un couple placé dans un guide d'onde reliant le tube à la charge et, d'après les indications de celui-ci, obtenir les variations de puissance avec les différents paramètres (V_0 par exemple) à longueur d'onde constante.

TABLEAU I.

	K. 781.	K. 771.
Tension de chauffage Uf (V)	4,6	4,6
Courant de chauffage If (A)	19,5	18,5
Polarisation continue de la grille G (V)	$0 < Ug_0 < 500$	$0 < Ug_0 < 500$
Potentiel maximum des rhumbatrons par rapport à la cathode V_0 (V)	+6500	+6500
Valeur maximum du courant continu transporté par le faisceau à l'entrée des cavités I_0 (mA)	350	350
Puissance maximum dissipable sur les électrodes incorporées dans les rhumbatrons Wd (W)	900	1200
Débit d'eau dans la chemise de refroidissement (l/m)	3	3
Débit d'air pour le refroidissement du ballon et de la soudure de la sortie H. F. (l/m) (sous une pression à l'entrée correspondant à une colonne d'eau d'environ 50 à 100mm de hauteur)	500	500
Force magnétomotrice du champ de focalisation $\mathcal{F}$ (A. t.)	1500	1500
Impédance caractéristique de la ligne coaxiale de transfert de l'énergie H. F., Z_0 (ohms)	66	66
Impédance à ramener aux bornes de la boucle de couplage placée dans la cavité de sortie pour le rendement maximum Z (ohms)	$50-j100$ (pour $\lambda = 15^{cm}$)	$250-j100$ (pour $\lambda = 23^{cm}$)

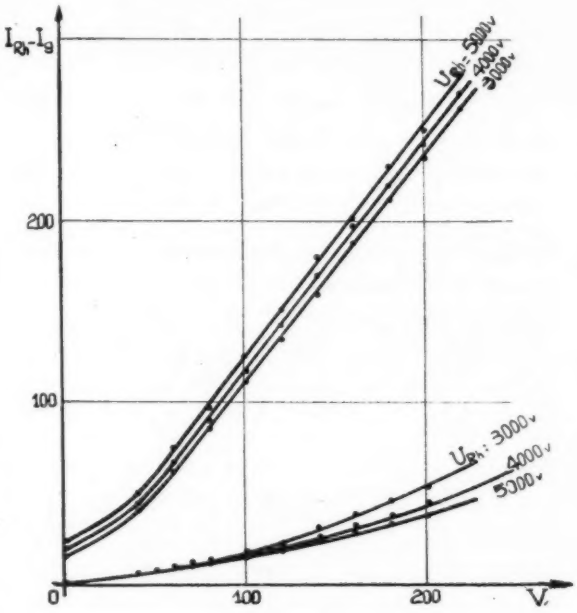


Fig. 57.

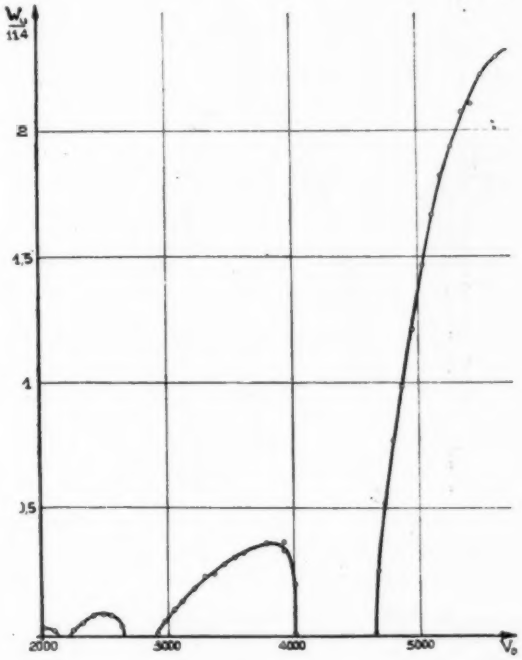


Fig. 58.

respectivement de l'ordre de 6000 et de 3000 V; si, pour certaines applications, une puissance faible est suffisante, il est possible de couvrir toute la gamme de fréquence de fonctionnement avec des tensions plus faibles (en changeant d'ordre d'oscillation); par exemple une marge de variation de 1400 à 3000 V suffit pour obtenir des puissances encore notables.

La courbe de la figure 58 fournit un exemple de

variation de la puissance utile en fonction de la tension d'alimentation V_0; cette caractéristique expérimentale a été obtenue de la façon suivante : le tube a été réglé ainsi que sa charge pour obtenir la puissance maximum sur une longueur d'onde voisine de 23 cm, pour $V_0 = 5\,640$ V et $I_0 = 0{,}25$ A, puis, toutes choses restant constantes (tension grille, charge, réglage du rhumbatron), on a fait varier la tension V_0.

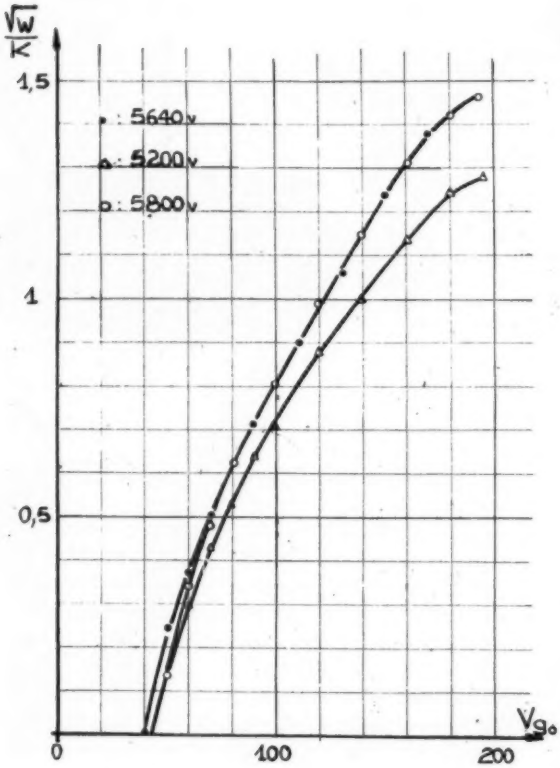


Fig. 59.

La figure 59 représente quelques caractéristiques $\sqrt{W_u} = f(U_g)$ relevées, point par point, pour le même réglage des rhumbatrons et de la charge que la courbe de la figure 59 et pour $V_0 = 5200$ V, 5700 V; elles montrent que, dans certaines conditions, la valeur de V_0 influe peu sur la variation du débit H. F. en fonction du courant du faisceau. Dans d'autres cas, par contre, cette influence peut être très importante : c'est ce que montrent qualitativement les courbes des figures 60 *a* et 60 *b* qui ont été relevées pour des réglages nettement différents.

La fréquence des oscillations produites varie, toutes choses égales par ailleurs, le long d'une même courbe $\sqrt{W} = f(U_g)$; ainsi, par exemple, avec un certain réglage correspondant à une puissance utile de 280 W sous $V_0 = 5\,480$ V, on a trouvé $\lambda = 23{,}38$ cm quand $I_0 = 0{,}23$ A et $\lambda = 23{,}34$ quand $I_0 = 0{,}1$ A (la puissance utile étant alors 25 W). Cette variation, déjà importante $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1{,}7}{1000}\right)$, est due en partie aux variations de capacité entraînées par la variation de la densité du flux électronique dans les champs H. F. et, en partie, à la modification des dimensions de

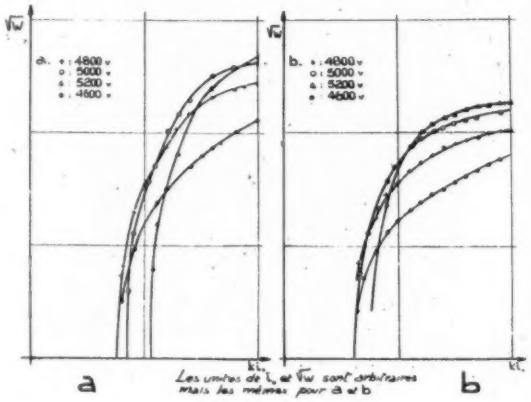


Fig. 60.

la cavité accompagnant le changement de dissipation sur les électrodes. La variation $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ trouvée (par exemple à partir de l'élargissement de la courbe de résonance d'une cavité accordée) quand une tension alternative de quelques centaines de périodes par seconde est appliquée à la grille G, est à peu près moitié moindre parce que l'inertie thermique de la cavité élimine les effets de dérive, mais même la valeur plus grande, trouvée au cours du tracé point par point, ne provoquerait qu'une modulation parasite de fréquence encore admissible si l'on modulait le tube par la grille G suivant le procédé normal; de plus, avec le procédé de modulation par découpage indiqué plus haut, le phénomène ne joue pratiquement plus aucun rôle nuisible.

Les variations de fréquence provoquées par la modification du potentiel V_0 des électrodes accélératrices (et dues essentiellement à la modification des vitesses des électrons dans l'espace de glissement et dans les champs H. F.) sont de moindre importance que les précédentes; ainsi, par exemple,

le long d'une courbe $W_u = f(V_0)$ analogue à celle de la figure 58, on a trouvé les nombres suivants (le réglage de la charge et des rhumbatrons restant fixe ainsi que la tension grille, la tension de chauffage et le champ magnétique de focalisation) :

V_0 (V).	λ (cm.).
5740	23,290
4960	23,255
3600	23,185
2600	23,215

La variation relative de longueur d'onde est particulièrement réduite au voisinage du point de rendement optimum. Au cours de l'expérience donnant les résultats précédents, le réglage avait été fait pour $V_0 = 5760$ V; en faisant varier cette tension de ± 200 V, on a trouvé également $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{6500}$ (1). Étant donné que l'on peut très facilement construire des stabilisateurs à lampes très simples qui permettent de maintenir constantes à ± 50 V près des tensions continues de l'ordre de 5000 V, la stabilité de fréquence d'un auto-oscillateur du type en question pourrait atteindre sans grande complication de l'appareillage d'alimentation des valeurs très élevées $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 4.10^{-5}\right)$, si on le faisait travailler dans des conditions telles qu'il n'existe pas d'autre cause de perturbation.

Les courbes de la figure 61, dont les ordonnées sont exprimées avec la même unité, donnent un exemple de l'évolution de la forme des caractéristiques $W = f(V_0)$, quand on modifie les réglages des rhumbatrons et de la charge; la courbe *a* a été relevée après que ces organes eussent été réglés pour obtenir la puissance utile maximum pour une puissance dissipée de 900 W, aux environs de 23,2 cm de longueur d'onde; pour $V_0 = 5480$ V et $I_0 = 218$ mA, on a trouvé alors (point A) $W_u = 268$ W, $\eta = 22{,}5$ %. Cette courbe présente trois sommets, A, B, C; sans toucher au rassembleur, on a réglé le collecteur et la charge pour avoir la puissance maximum successivement au voisinage des sommets B et C, on a alors relevé respectivement, pour chacun de ces réglages, les courbes *b* et *c*.

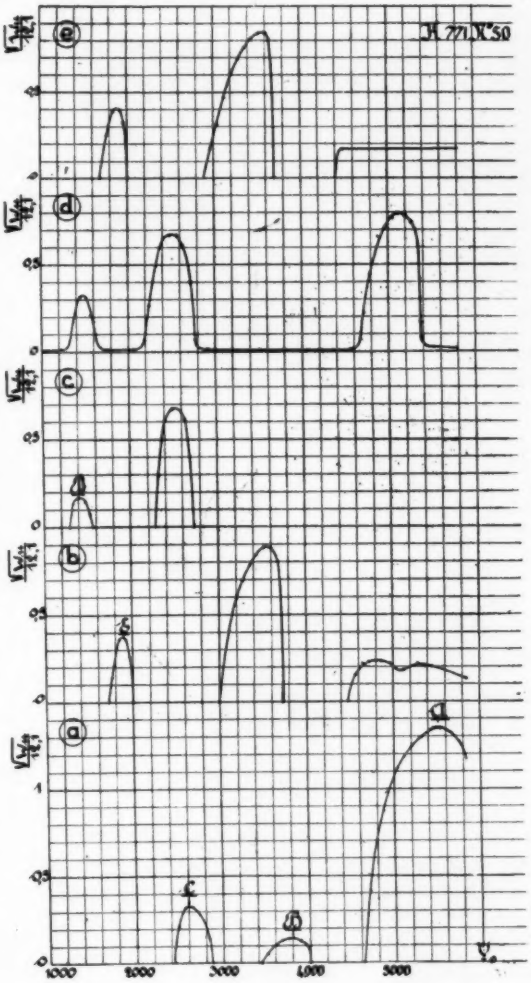


Fig. 61.

La courbe *d* a été, elle, relevée en cherchant la puissance maximum au voisinage du sommet D indiqué vers la courbe C (1) et la courbe *e* en cherchant le

(1) Comme celles citées précédemment, les variations de longueurs en question étant déterminées (suivant une méthode mise au point par H. Gutton et Ortusi), d'après le déplacement des minima du champ électrique dans un guide d'onde de section rectangulaire, long de 7 m environ, fermé d'un côté par une paroi fixe et de l'autre par un cornet orienté vers l'émetteur; les mesures étaient faites avec un couple filiforme placé parallèlement au champ électrique vers l'extrémité ouverte. La valeur absolue de la longueur d'onde dans l'air était calculée, d'après une formule connue, en fonction de la longueur d'onde dans le guide et des dimensions de celui-ci.

(1) De telles courbes sont fournies ici pour montrer combien le réglage des tubes influe sur ses caractéristiques de débit, mais on doit noter qu'elles sont susceptibles de fournir des indications utiles au point de vue de la théorie des tubes : à ce propos, il n'est pas inutile d'indiquer que, d'après l'étude citée sous [74], on peut établir le tableau comparatif

maximum de puissance au voisinage du sommet E indiqué vers 1850 V sur la courbe *b*. La dérive thermique de fréquence du tube K. 771 est très faible si ce tube est refroidi énergiquement : avec un courant d'eau à température constante de 3 l/m

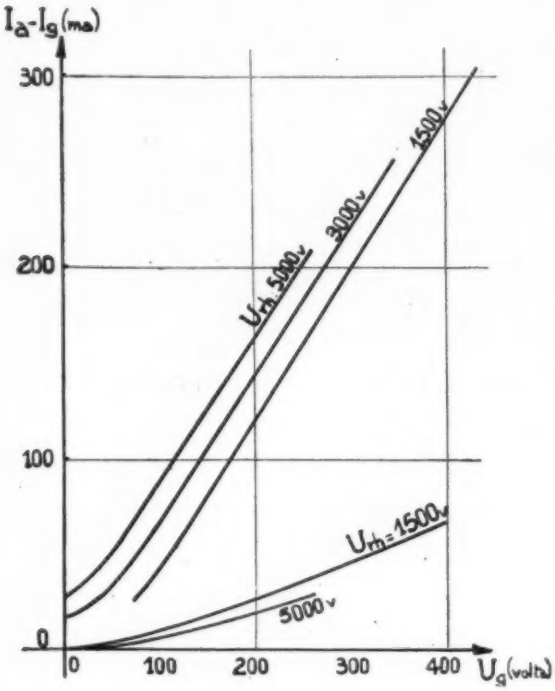


Fig. 62.

dans la chemise de refroidissement, on a mesuré, par exemple, une variation de 1,8/6500 entre l'époque de l'application de la tension V_0 et l'époque de la stabilisation de la fréquence (qui sont distantes d'environ 3 min); pour un débit d'eau de 0,8 l/m, on a trouvé 4/6 500 en 4 min.

Le tube K. 781 peut fonctionner sur une longueur d'onde librement réglable d'une manière continue dans la bande 2200-1760 Mc/sec [$13,5 < \lambda$ (cm) < 17]; dans les meilleures conditions de réglage, il fournit normalement, au milieu de cette gamme, une puissance supérieure à 180 W en trait continu de régime télégraphique avec un rendement de l'ordre de 20 %; de tels chiffres sont en accord avec le relevé expérimental suivant :

λ (cm).	U_{rh} (V).	I_{rh} (mA).	W_{app} (W).	W_u (W).	η %.
16	4320	200	864	205	24

La figure 62 représente les variations des courants continus consommés respectivement par les rhumbatrons et par la grille de charge d'espace G en fonction des tensions continues de cette grille.

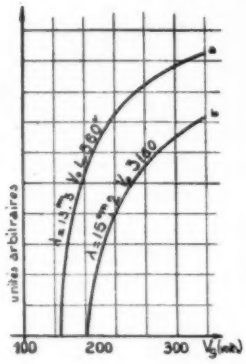


Fig. 63.

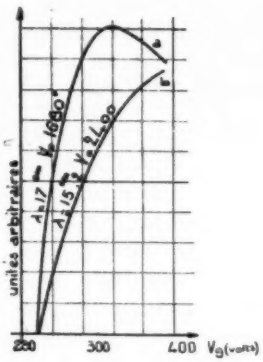


Fig. 64.

Les tensions V_0 correspondant au fonctionnement donnant le meilleur rendement varient entre 3800 V environ et 6000 V environ quand on règle la longueur d'onde de 17 à 13,5 cm; les valeurs approchées des autres gammes de tension dans lesquelles il est possible de faire osciller le tube sont : 2200 V à 3400 V et 1600 V à 3600 V. Comme l'indique le relevé expérimental donné dans le tableau ci-dessous, pour les ordres d'oscillation correspondants le rendement est plus petit, de l'ordre de 15 %.

λ (cm).	U_{rh} (V).	I_{rh} (mA).	W_{app} (W).	W_u (W).	η %.
13,2	4640	220	1020	144	14
13,9	4160	180	750	114	15
14,8	3240	220	714	113	15
16	2480	250	620	97	15,7

---

suivant :

Tension d'accélération des électrons (V).	3500.	3580.	2520.	1920.	1480.
Ordre d'oscillation.....	2_{II}	3_{I}	3_{II}	4_{I}	4_{II}
Rendement calculé (%)...	22	19	15	12	10
Rendement mesuré (%)...	21	18	19	15	14

Le même travail montre aussi que, pour un réglage fait dans le but de trouver la puissance optimum pour l'ordre 2_{II}, on devrait avoir une puissance utile pratiquement nulle pour

$$U_a < 2400\,\text{V}, \quad \text{puis } 2950 < U_0 < 3800\,\text{V}, \quad \text{puis } 4200 < U_0 < 4800\,\text{V};$$

or, l'expérience donne

$$U_0 < 2450\,\text{V}, \quad \text{puis } 2950 < U_0 < 3650\,\text{V}, \quad \text{puis } 4000 < U_0 < 4700.$$

(Les chiffres romains I et II correspondent aux deux sommets qui sont trouvés, en général, pour un même ordre du fait que le couplage est supérieur au couplage critique.)

Les figures 63 et 64 représentent quelques caractéristiques $\sqrt{W} = f(U_{g0})$ relevées statiquement pour des réglages différents.

Exemple d'emploi pratique d'un klystron auto-oscillateur.

La photographie 65 montre la disposition d'un tube K. 771 (1) dans un émetteur expérimental

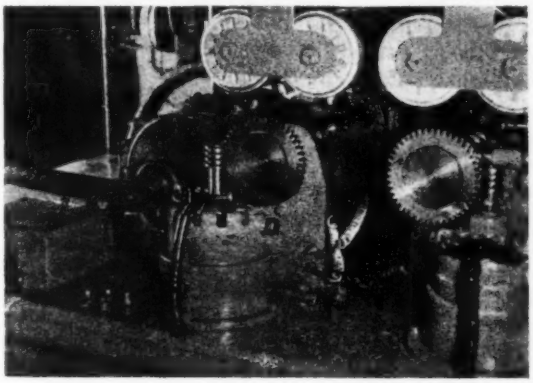


Fig. 65.

dont une vue d'ensemble est donnée en figures 66 et 67 et qui a été réalisé dans notre laboratoire par P. Cahour et R. Bonne. Cet émetteur couvre sans coupure la gamme 22-24 cm, et grâce à des manœuvres asservies des organes de réglage de l'adapteur de charge et aux moteurs électriques commandant la déformation des rhumbatrons, il ne faut que peu de temps pour passer de la plus petite à la plus grande longueur d'onde de fonctionnement, tout en se plaçant dans les meilleures conditions de fonctionnement en régime téléphonique.

L'émetteur délivre, dans ces conditions (avec un seul tube en service), une puissance de crête de l'ordre de 200 W dans toute la gamme, ce qui correspond, avec le système de modulation employé (découpage en tops de largeur variable), à une puissance porteuse de 100 W environ. Il constitue un tout autonome et contient toutes ses alimentations et ses accessoires (stabilisateur de tension, modulateur et même le système de refroidissement par eau des tubes, y compris la pompe); pour le faire fonctionner, il suffit de l'alimenter sous 110 V,

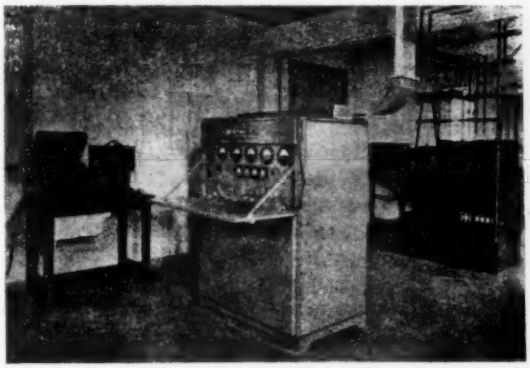


Fig. 66.

50 p/sec et de lui fournir le signal microphonique. La mise en marche et l'arrêt sont complètement automatiques et peuvent être commandés à distance;

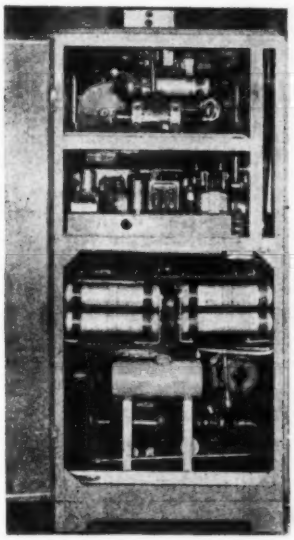


Fig. 67.

tel qu'il se présente, l'émetteur en question possède les caractéristiques et les qualités d'un émetteur normal de trafic téléphonique. D'autre part, il peut servir de banc de vérification des performances du tube; c'est uniquement pour cet emploi que sont

(1) L'émetteur est équipé en fait avec deux tubes, chacun pouvant débiter dans un guide d'onde à section rectangulaire séparé que l'on peut réunir au feeder alimentant le cornet projecteur d'ondes au moyen d'un volet mobile; cette disposition permet de n'interrompre l'émission que pendant très peu de temps en cas d'accident sur un tube.

prévus les nombreux systèmes de contrôle et de réglage dont on constate l'existence sur le panneau avant.

Conclusions.

Les tubes à modulation de vitesse émetteurs ne sont plus des appareils à envisager seulement sur le plan théorique: grâce aux résultats des études techniques effectuées, ils sont, et d'ailleurs depuis un certain temps déjà, à considérer sur le plan des applications pratiques.

Pour l'immédiat, les possibilités des tubes tels que ceux que nous avons déjà réalisés sous une forme industrielle, suffisent pour résoudre un grand nombre de problèmes posés non seulement du côté des radiocommunications, mais aussi dans des domaines différents comme certains de ceux qui sont offerts par la médecine et la biologie. Les appareils maintenant disponibles peuvent sans doute rendre des services importants dans certaines branches de ces sciences où les progrès ont été longtemps retardés faute de générateurs simples et puissants; il est vraisemblable en particulier qu'ils rendront possibles et aisées des investigations nouvelles, et sans doute fructueuses, sur les effets physiologiques et thérapeutiques des ondes décimétriques et centimétriques, effets qui sont encore mal connus, mais que l'on soupçonne d'être importants. Sans entrer dans les détails, disons seulement à ce sujet que les effets du rayonnement d'une source d'ondes décimétriques constituée par l'un des tubes dont nous avons parlé au Chapitre V, sont déjà si violents, que, devant le projecteur d'ondes de l'émetteur de la figure 66, une souris meurt en quelques secondes et un cobaye en quelques minutes ; ressentis presque instantanément par l'homme, les effets du rayonnement d'un émetteur puissant d'ondes d'ultra-haute fréquence, convenablement dosés sont, sans doute, susceptibles d'utilisation.

Pour un avenir proche, on peut envisager, sur la base de certaines conceptions brièvement décrites au Chapitre II, ainsi que sur d'autres que nous ne pouvons encore divulguer, la réalisation de tubes à modulation de vitesse capables de fournir, en régime permanent, des puissances utiles de l'ordre d'une dizaine de kilowatts sur une trentaine de centimètres de longueur d'onde et du kilowatt aux environs de 10 cm. De tels chiffres n'ont pas besoin d'être commentés pour que l'importance des applications qu'ils permettront soit admise.

Remerciements.

Pour terminer, l'auteur désire remercier ici les Membres des Administrations intéressées et notamment ceux du « Comité de Coordination des Télécommunications Impériales » qui, au mépris du danger qu'ils couraient à aider des recherches de ce genre, pendant l'occupation, nous ont fourni les moyens d'apporter une contribution à l'avancement de la technique des ultra-hautes fréquences.

BIBLIOGRAPHIE.

1. Brevet français n° 776.219, au nom de « N. V. Machineriëen en apparaten Fabrieken M.E.A.F. », déposé le 21 juillet 1934, avec priorité allemande du 21 juillet 1933.
2. Brevet français n° 779.632, au nom de « N. V. Machineriëen en apparaten Fabrieken M.E.A.F. », déposé le 13 octobre 1934, avec priorité allemande du 13 octobre 1933.
3. Brevet français n° 785.967, au nom de « Oskar Heil », déposé le 20 février 1935, avec priorités allemandes des 23 février 1934 et 29 janvier 1935.
4. Brevet, français n° 785.663 demandé le 14 février 1935, au nom de « N. V. Machineiëen en apparaten Fabrieken M.E.A.F. », avec priorité allemande du 23 février 1934.
5. Brevet français n° 789.141, au nom de « N. V. Machineriëen en apparaten Fabrieken M.E.A.F. », déposé le 16 février 1935, avec priorité allemande du 1er mars 1934 (add. 47.472 du 16 juin et 47.653 du 22 août 1936).
6. A. Arsenjewa Heil et O. Heil, *Zeits. f. Physik*, 95, juillet 1935, p. 752.
7. V. Lindern, *Philips Transmitting News*, 2, oct. 1935.
8. Brevet français n° 818.662, au nom de « Telefunken Gesellschaft Drahtlose Telegraphie m. b. H., déposé le 3 mars 1937, avec priorité allemande du 4 mars 1936.
9. Brevet français n° 838.404, au nom de « Jobst », déposé le 24 mai 1938 avec priorités allemandes des 26 mai, 1er juin et 28 août 1937.
10. Brevet français n° 840.676, au nom de « Compagnie française pour l'exploitation des procédés Thomson-Houston », déposé le 13 juillet 1938, avec priorités U. S. A. des 14 juillet 1937 et 1er mars 1938.
11. Brevet français n° 841.456, au nom de « Le

Matériel Téléphonique », déposé le 29 juillet 1938, avec priorité U. S. A. du 31 juillet 1937.

12 Brevet français n° 846.846, au nom de « The Leland Stanford University », déposé le 11 octobre 1938, avec priorité U.S.A. du 11 octobre 1937.

13. A. Allerding, V. Dallenbach et W. Kleinsteuber, *Hochfrequenz und Electroak.*, 51, mars 1938, p. 96.

14. E. Bruche et A. Recknagel, *Zeits. f. Physik*, 108, mars 1938, p. 459.

15. Brevet français n° 852.855, au nom de « The Leland Stanford Junior University », déposé le 8 avril 1939, avec priorité U.S.A. du 14 avril 1938.

16. Brevet français n° 855.554, au nom de « Compagnie française pour l'exploitation des procédés Thomson-Houston », déposé le 1er juin 1939, avec priorités U. S. A. des 1er juin 1938 et 1er novembre 1938.

17. Brevet français n° 859.566, au nom de « The Leland Stanford University », déposé le 29 août 1939, avec priorité U. S. A. du 2 septembre 1938.

18. A. V. Haeff, *Electronics*, 12, février 1939, p. 30.

19. Brevet français n° 862.969, au nom de « Radio Corporation of America », déposé le 18 janvier 1940, avec priorité U. S. A. du 2 février 1939.

20. W. C. Hahn et G. F. Metcalf, *Proc. I. R. E.*, 27 février 1939, p. 106.

21. F. B. Liewellyn et A. F. Boven, *Bell System Tech. Jour.*, XVII, avril 1939, p. 280.

22. Addition n° 51.369 (au brevet n° 846.846), au nom de « The Leland Stanford University », déposée le 19 avril 1940, avec priorité U. S. A. du 20 avril 1939.

23. R. H. Varian et S. F. Varian, *Jour. of Applied Physics*, 10, mai 1939, p. 321.

24. Addition n° 51.215 (au brevet n° 855.554), au nom de « Compagnie française pour l'exploitation des procédés Thomson-Houston », demandée le 27 mai 1940, avec priorité U.S.A. du 27 mai 1939.

25. Brevet français n° 873.813, au nom de « Telefunken Gesellschaft für Dratlose Telegraphie m. b. H. », déposé le 12 juillet 1941, avec priorité allemande du 9 juin 1939.

26. G. Jobst, *Telefunken Hausmitteilungen*, 20, juillet 1939, p. 84.

27. Brevet français n° 868.173, au nom de « Telefunken Gesellschaft für Drahtlose Telegraphie m. b. H. », déposé le 18 décembre 1940, avec priorité allemande du 12 août 1939.

28. Brevet français n° 867.826, au nom de « Le Matériel Téléphonique », déposé le 28 novembre 1940, avec priorités anglaises des 13 septembre et 22 décembre 1939.

29. *D. G. F. Electronics*, novembre 1939, p. 12.

30. *Electronics*, janvier 1940, p. 25.

31. A. V. Haeff et L. S. Nergaard, *Proc. I. R. E.*, 28, mars 1940, p. 126.

32 Brevet français n° 871.924, au nom de « Société Française radioélectrique » (inv. G. Bezy), déposé le 16 juillet 1940.

33. Addition n° 51.862 (au brevet français n° 855.554), au nom de « Compagnie française pour l'exploitation des procédés Thomson-Houston », déposée le 25 juillet 1941, avec priorité U. S. A. du 26 juillet 1940.

34. Brevet français n° 876.706, au nom de « Licentia Patent Verwaltungs Gesellschaft mit Beschränkter Haftung », déposé le 12 novembre 1941, avec priorité allemande du 8 août 1940.

35. H. E. Hollmann, *Hochfrequenz und Electroak.*, 55, 1940, p. 73.

36. Demande de brevet français provisoire n° 453.349, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke et M. Lortie), déposée le 18 décembre 1940.

37. F. Ludi, *Helvetica Physica Acta*, 13, décembre 1940, p. 498.

38. J. R. Pierce, *Journal of Applied Physics*, 11, août 1940, p. 548.

39. Demande de brevet français numéro provisoire 478.657, au nom de « Fides Gesellschaft für die Verwaltung und Verwertung von gewerblichen Schutzrechten m. b. H. », déposée le 28 avril 1943, avec priorité allemande du 25 mars 1941.

40. Demande d'addition numéro privisoire 39.320 (à la demande, numéro provisoire 456.966), au nom de la « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke et G. Bézy), déposée le 16 mai 1941.

41. R. Warnecke, *R. G. E.*, XLIX, juin 1941, p. 381.

42. Brevet français n° 876.258, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. H. Gutton), déposé le 20 juin 1941.

43. Brevet français n° 876.469, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke et M. Lortie), déposé le 24 juin 1941.

44. Demande de brevet français, numéro provisoire 461.090, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. G. Bezy), déposée le 6 septembre 1941.

45. Brevet français n° 878.716, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Bonne et P. Cahour), déposé le 10 septembre 1941.

46. Brevet français n° 878 920, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil « (inv. R. Warnecke et J. Bernier), déposé le 2 octobre 1941.

47. Demande de brevet français, numéro provisoire 463.739, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke et G. Bezy), déposée le 13 décembre 1941.

48. R. Warnecke et J. Bernier, *R. G. E.*, LI, janvier 1942, p. 43.

49. R. Warnecke et J. Bernier, *R. G. E.*, LI,

février 1942, p. 117, et *Erratum*, LII, octobre 1943, p. 320.

50. Demande de brevet français, numéro provisoire 477.922, au nom de « Société française radioélectrique » (inv. H. Chireix), déposée le 6 avril 1943.
51. Brevet français n° 890.329, au nom de « Licentia Patent Werkaltungs Gesellschaft mit Boschränkter Haftung », déposé le 27 janvirer 1943, avec priorité allemande du 14 avril 1942.
52. Demande de brevet français, numéro provisoire 468.990, au nom de « Société française radioélectrique » (inv. H. Chireix), déposée le 11 juin 1942.
53. R. Warnecke, *Bulletin S.F.E.*, 11, juin 1942, p. 237.
54. Demande de brevet français, numéro provisoire 471.579, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Bonne, P. Cahour et P. Grivet), déposée le 14 septembre 1942.
55. Demande de brevet français, numéro provisoire 471.590, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Bonne. P. Cahour et P. Grivet), déposée le 15 septembre 1942.
56. Demande de brevet français, numéro provisoire 471.589, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. P. Grivet), déposée le 15 septembre 1942.
57. Demande de brevet français, numéro provisoire, 471.736, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke et J. Bernier), déposée le 19 septembre 1942,
58. R. Warnecke, J. Bernier et P. Guénard, *Journal de Physique*, VII, mai 1943, p. 96.
59. R. Warnecke, J. Bernier et P. Guénard, *Journal de Physique*, VII, juin 1943, p. 4 (1).
60. Addition numéro provisoire 40.819 (à la demande, numéro provisoire 477.922), au nom de « Société française radioélectrique » (inv. H. Chireix), déposée le 18 juin 1943.
61. Demande de brevet français, numéro provisoire 481.096, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke), déposée le 7 juillet 1943.
62. Demande de brevet français numéro provisoire 481.254, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. H. Gutton et P. Grivet), déposée le 12 juillet 1943.
63. Demande de brevet français, numéro provisoire 483.226, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke), déposée le 14 septembre 1943.
64. Herbert Doring, *Hochfrequenz und Elektrouk.*, 62, octobre 1943, p. 98.
65. J. Bernier, *C. R. Acad. Sc.*, 217, 1943, p. 424.
66. J. Bernier, *C. R. Acad. Sc.*, 217, 1943, p. 530.
67. R. Warnecke, *C. R. Acad. Sc.*, 217, 1943, p. 679.
68. H. Leboiteux et J. Becquemont, *Not. C. G. C. T.-L. M. T.*, 12, 1943, p. 1.
69. R. Warnecke, *Annales de la Radiodiffusion*, 1, janvier 1944, p. 21.
70. R. Warnecke et J. Bernier, *C. R. Acad. Sc.*, 218, 1944, p. 73.
71. P. Grivet, *C. R. Acad. Sc.*, 218, 1944, p. 71.
72. P. Grivet, *C. R. Acad. Sc.*, 218, 1944, p. 183.
73. J. Bernier, *C. R. Acad. Sc.*, 218, 1944, p. 186.
74. J. Bernier, P. Guénard et Marthe Lortie, *Bulletin S. F. E.*, IV, février 1944, p. 45.
75. A.-G. Clavier et V. Altovsky, *Bulletin S. F. E.*, mars 1944, p. 85.
76. Demande de brevet français, numéro provisoire 489.356, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Warnecke et P. Guénard), déposée le 25 mars 1944 (2).
77. Demande de brevet français, numéro provisoire 489.557, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Bonne et P. Cahour), déposée le 31 mars 1944 (2).
78. Demande de brevet français, numéro provisoire 489.649, au nom de « Compagnie générale de Télégraphie sans fil » (inv. R. Bonne), déposée le 5 avril 1944.
79. Addition numéro provisoire 41.817, à la demande numéro provisoire 489.557 (inv. R. Bonne et P. Cahour).
80. J. Bernier, *Un nouveau circuit oscillant en radioélectricité : la cavité électromagnétique*, Gauthier-Villars (ouvrage sous presse, contenant, entre autres, les principaux éléments d'une Thèse de doctorat, soutenue le 9 juin 1944 devant la Faculté des Sciences de Paris).
81. L. J. Black et P. L. Morton, *P. I. R. E.*, 32 août 1944, p. 477.
82. Demande de brevet français, numéro provisoire 494.265, au nom de « Compagnie Générale de Télégraphie sans fil » (inv. J. Bernier), déposée le 15 septembre 1944 (2).
83. A. E. Harrison, *Electronics*, novembre 1944, p. 100.
84. P. Guénard, *Journal de Physique*, VIII, février 1945, p. 43.
85. P. Grivet, *Communication à la Société des Radioélectriciens*, 28 avril 1945.
86. P. Guénard, *Annales de Radioélectricité*. I. juillet 1945, p. 74.

(1) Quelques erreurs contenues dans les formules d'application numérique de l'article cité sous [59], sont rectifiées dans l'article cité sous [84].

(2) Suivant notifications du 6 octobre 1944 de M. le Directeur du Service central des Recherches techniques, l'interdiction de divulgation avant le délai de huit mois a été levée pour les demandes de brevet ayant les numéros provisoires 489.356, 489.557 et 494.265.

DÉTERMINATION DE LA PUISSANCE DE BRUIT ET DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT DANS LE CAS D'UNE TRANSMISSION RADIOÉLECTRIQUE SIMPLE OU MULTIPLEX SUR ONDES ULTRA-COURTES EFFECTUÉE AU MOYEN : *a*. DE TOPS MODULÉS EN AMPLITUDE OU EN DURÉE; *b*. DE TOPS MODULÉS EN FRÉQUENCE;

PAR M. H. CHIREIX,

Ingénieur en chef de la Société Française radioélectrique.

SOMMAIRE. — *L'auteur étudie la puissance de bruit dans plusieurs systèmes de modulation par tops : modulés en amplitude ou en durée, avec et sans limiteur à seuil inférieur et supérieur, ou modulés en fréquence* (1). *Le rapport signal/bruit dépend, dans tous les cas, du gain G du système de transmission vis-à-vis de la manipulation télégraphique en ondes entretenues pures. L'étude mathématique montre l'équivalence pratique du système à tops modulés en fréquence et de celui à courants porteurs pour une même déviation de fréquence totale dans les deux cas. La modulation de durée se compare favorablement à la modulation de fréquence avec canaux transposés et à la modulation de fréquence par tops à condition d'employer, à la réception, une double limitation et de resserrer, dans toute la mesure possible, les deux seuils de limitation.*

Introduction.

Considérons une antenne demi-onde isolée dans l'espace, excitée par une onde électromagnétique de longueur λ en mètres. Soit ε le champ reçu en microvolts par mètre. La résistance de rayonnement d'une telle antenne étant de 73 Ω environ, la puissance recueillie du signal est

$$W_u = 1,33\,\varepsilon^2\lambda^2.10^{-16} \text{ watts.}$$

D'autre part, dans la modulation ordinaire d'amplitude la puissance totale du bruit rapportée à l'entrée du récepteur de bande passante ΔF peut s'écrire

$$W_b = 4KTN\Delta F \text{ watts.}$$

Expression dans laquelle K est la constante de Boltzmann, T la température absolue (de sorte que $4KT \cong 16.10^{-21}$ joules pour la température ambiante) et N le nombre par lequel il faut multiplier le bruit théorique pour avoir le bruit réel (N nombre d'unités de bruit).

Sur ondes métriques où le bruit est dû principalement à l'éther, N est de l'ordre de 50, et sur ondes décimétriques où le bruit est dû principalement à la diode de mélange, N est de l'ordre de 5 à 10.

Le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ s'obtient en prenant la racine carrée du rapport de la puissance du signal W_u à la puissance du bruit W_b, soit

$$\frac{2,8\lambda\varepsilon}{\sqrt{2F_M}\sqrt{N}},$$

où F_M est la largeur du filtre passe-bas à la sortie du récepteur, largeur égale à la fréquence de modulation la plus élevée exprimée en dizaines de kilocycles. Dans le cas d'un système de transmission quelconque, le rapport précédent doit être multiplié par le gain G du système vis-à-vis de la manipulation télégraphique en ondes entretenues pures, soit

$$\frac{2,8\lambda\varepsilon}{\sqrt{2F_M}\sqrt{N}}G. \qquad (1)$$

(1) Par tops modulés en fréquence, on sous-entend des tops d'amplitude et de durée constantes et constitués par un train d'ondes ultra-courtes de fréquence variable.

Le rapport ainsi calculé suppose un bruit uniformément réparti et de faible amplitude, la réception se faisant sur une antenne demi-onde isolée dans l'espace.

Le problème posé revient donc à évaluer G dans les cas proposés. On rappellera également à titre de comparaison que :

Pour une transmission simplex en modulation de fréquence

$$G = \frac{\Delta F_M}{F_M}\sqrt{3}, \tag{2}$$

$\pm \Delta F_M$ étant la déviation de fréquence.

Pour une transmission multiplex en modulation de fréquence suivant la technique des courants porteurs fictifs

$$G = \frac{\Delta f}{F_t}, \tag{3}$$

F_t étant la fréquence de transposition (porteur fictif) et Δf la déviation de fréquence du canal considéré.

PREMIÈRE PARTIE.

A. Tops modulés en amplitude ou en durée.

Le récepteur comporte toujours un seuil de limitation inférieur, de telle sorte que pendant les intervalles de temps entre tops le bruit ne puisse pas se manifester.

La présence d'un seuil supérieur de limitation est préférable dans le cas de tops modulés en durée, de telle sorte que pendant tout le temps où l'amplitude du top est établie, le bruit ne puisse également se manifester.

On traitera d'abord le cas des tops modulés en amplitude, cas qui se confond avec celui des tops modulés en durée lorsque le récepteur ne comporte pas de seuil supérieur de limitation.

Hypothèses. — *a.* Le bruit est faible devant le signal à l'entrée du récepteur, condition nécessaire pour obtenir un rapport signal/bruit élevé à la sortie de celui-ci;

b. Le bruit est dû au souffle des lampes, des circuits et de l'éther, c'est-à-dire qu'il est uniformément réparti dans le spectre des fréquences; on écarte donc les parasites isolés de grande amplitude, tels par exemple que les parasites industriels ou ceux dus à la foudre.

B. Sans seuil supérieur de limitation.

Soit a l'amplitude relative commune d'un parasite élémentaire vis-à-dis de celle du signal d'amplitude-unité, ceux-ci étant uniformément distribués dans toute l'étendue du spectre de fréquences, étudions d'abord l'effet d'un tel parasite.

a. Effet d'un parasite de faible amplitude devant celle du signal. — Un tel parasite se traduit par une modulation d'amplitude à la fréquence de battement du parasite et du signal. Remarquons que dans le cas de tops modulés en fréquence, ce même parasite se traduirait par une modulation de phase d'amplitude $\varphi = a$ à la fréquence de battement ci-dessus.

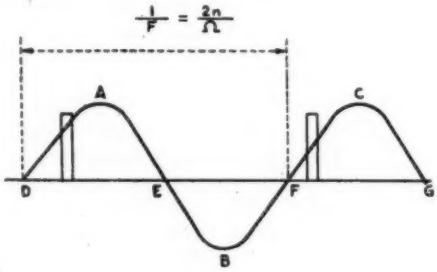


Fig. 1.

Supposons d'abord un top court devant cette période, c'est-à-dire un parasite peu éloigné en fréquence du signal.

Si le top a lieu en A, B, C, l'amplitude reçue est modifiée de a. Au contraire, si le top a lieu en D, E, F, G, l'amplitude n'est pas modifiée.

Or, à moins que la fréquence des battements ne soit un multiple exact de la fréquence de découpage en tops, la position de ceux-ci vis-à-vis du battement va progressivement se déplacer (effet stroboscopique), de telle sorte que si cette fréquence F diffère de f périodes d'un multiple exact de la fréquence de découpage en tops f_d, toutes les positions seront successivement rencontrées en 1 seconde, et il en résultera à la sortie du récepteur une perturbation à la fréquence f dont l'amplitude sera proportionnelle à a.

Si le parasite est suffisamment éloigné en fréquence du signal pour que le top ne puisse plus être considéré comme de durée courte devant cette période, le même raisonnement conduit à remplacer a par la valeur

$$a\frac{\sin \Omega \frac{\tau}{2}}{\Omega \frac{\tau}{2}} = a\frac{\sin \pi F\tau}{\pi F\tau}. \tag{4}$$

Cette valeur est en effet la valeur moyenne de l'amplitude du battement pendant la durée τ d'un top axé en A, B, C.

La relation (4) montre que l'effet d'un parasite isolé quand τ n'est plus négligeable devant $\frac{1}{F}$ est réduit. En particulier, les fréquences de battement F telles que $F\tau$ soit un entier ne donnent lieu à aucun effet perturbateur. Ceci est bien évident du fait que l'amplitude moyenne du top n'est pas alors modifiée.

b. Effet d'un spectre continu de parasites. — La somme quadratique des effets des parasites élémentaires permet de passer au cas d'un spectre continu de parasites d'amplitudes égales et de phases quelconques.

Si A^2 est la puissance d'un parasite, f la fréquence prise comme variable indépendante, Ψ l'écart de fréquence entre deux parasites consécutifs et n le nombre de ceux-ci, on a, entre ces derniers paramètres, la relation

$$\mathrm{d}f = \Psi\,\mathrm{d}n. \tag{5}$$

Dans la modulation ordinaire d'amplitude la puissance totale du bruit rapportée à l'entrée du récepteur s'obtient en effectuant l'intégration dans les limites de la bande parasite ΔF du récepteur

$$\left\{\begin{aligned} A^2\int_0^n \mathrm{d}n &= \frac{A^2}{\Psi}\int_0^{\Delta F}\mathrm{d}f \\ &= \frac{A^2}{\Psi}\Delta F \text{ watts} = 4KTN\Delta F \text{ watts} \\ \text{ou} \\ \frac{A^2}{\Psi} &= 4KTN \text{ joules.} \end{aligned}\right. \tag{6}$$

Si nous considérons un spectre limité de parasites donnant avec le signal des battements de fréquences comprises dans la gamme de F_1 à F_2, nous obtiendrons la puissance de bruit W'_b sous la forme

$$\left\{\begin{aligned} W'_b &= \int_0^n A^2\left(\frac{\sin\pi F\tau}{\pi F\tau}\right)^2\mathrm{d}n. \\ W'_b &= 4KTN\int_{F_1}^{F_2}\left(\frac{\sin\pi F\tau}{\pi F\tau}\right)^2\mathrm{d}f. \end{aligned}\right. \tag{7}$$

La différence $(F_2 - F_1)$ à considérer est égale à $\Delta F = 2F_M$.

Où F_M est la fréquence téléphonique la plus élevée que laisse passer le filtre basse fréquence par lequel se termine le récepteur.

On remarquera que tant que $\pi F\tau < 1$, l'expression (4) donne

$$W'_b = 4KTN\Delta F,$$

mais que W'_b se trouve réduit quand $F\tau$ cesse d'être négligeable devant l'unité. Il en sera nécessairement ainsi pour les fréquences F voisines de mf_d où m est un entier d'ordre suffisamment élevé et f_d la fréquence de découpage en tops.

Les fréquences F à considérer pour un tel spectre seront, en effet, comprises entre

$$F_1 = (mf_d - F_M) \qquad \text{et} \qquad F_2 = (mf_d + F_M).$$

Il est nécessaire, par ailleurs, dans les systèmes à impulsions que la condition $f_d > F_M$ soit réalisée, de sorte que dans toute l'étendue d'un tel spectre, le rapport $\frac{F_2}{F_1}$ reste voisin de l'unité.

Dans la relation (7) on pourra donc remplacer F par sa valeur moyenne $\frac{F_1 + F_2}{2} = mf_d$, ce qui permettra d'écrire (7) sous la forme

$$W'_b = 4KTN\Delta F\left[\frac{\sin\pi mf_d\tau}{(\pi mf_d\tau)}\right]^2, \tag{8}$$

autrement dit, l'énergie de bruit d'un tel spectre est réduite dans le rapport

$$\left[\frac{\sin\pi mf_d\tau}{\pi mf_d\tau}\right]^2.$$

c. Effet de l'ensemble des spectres individuels de parasites. — On obtient le bruit total en faisant la somme de tous les spectres obtenus pour m variant de 0 à n, n étant la plus grande valeur possible de m, c'est-à-dire le rapport de la fréquence de coupure f_c de l'ensemble multiplex à la fréquence f_d de découpage en tops.

On aura donc pour le bruit total

$$W_b = 4KTN\Delta F\sum_0^{n=\frac{f_c}{f_d}}\left(\frac{\sin\pi mf_d\tau}{\pi mf_d\tau}\right)^2. \tag{9}$$

On aura évidemment une limite supérieure du bruit en faisant croître n de zéro à l'infini.

On est donc amené à évaluer

$$\sum_0^\infty\left(\frac{\sin mx}{mx}\right)^2 \qquad \text{avec } x = \pi f_d\tau.$$

c'est-à-dire a chercher un nombre M équivalent.

On peut se représenter cette sommation par la figure 2 ci-après dont l'enveloppe est $y = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$.

Chaque tranche hachurée représente un spectre de largeur $\Delta F = 2F_M$ et la distance entre milieux des deux spectres est f_d.

Or, on connaît la valeur de l'intégrale définie

$$\int_0^\infty \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 dx.$$

Cette valeur est $\frac{\pi}{2}$ et elle correspond à une abscisse moitié de celle correspondant au premier zéro de la courbe $\frac{\sin x}{x}$.

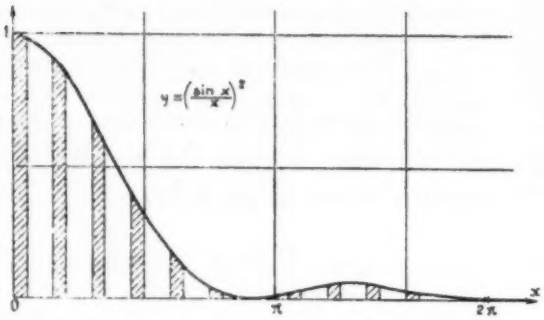


Fig. 2.

Or, ce zéro correspond à la valeur $\pi m f_d \tau = \pi$. On en conclut que l'effet de l'infinité de spectres d'amplitudes variables allant en s'amortissant est le même que celui que l'on aurait en considérant

$$\frac{1}{2 f_d \tau} = M \text{ spectres.} \tag{10}$$

On écrira donc

$$\sum_0^\infty \left(\frac{\sin \pi m f_d \tau}{\pi m f_d \tau}\right)^2 = \frac{1}{2 f_d \tau} \quad \text{ou} \quad \sum_0^\infty \left(\frac{\sin \frac{\pi}{2} \frac{m}{M}}{\frac{\pi}{2} \frac{m}{M}}\right)^2 = M.$$

On remarquera que si l'on ne ménage aucun intervalle entre canaux et que la durée ou la durée moyenne du top dans le cas de tops modulés en durée est égale à l'intervalle entre tops, *M s'identifie avec le nombre de canaux*: on a, en effet,

$$2 f_d \tau M = 1.$$

Donc, d'une manière tout à fait générale, M étant défini par la relation (10), la puissance de bruit totale aura comme limite supérieure

$$4 K T N \Delta F M. \tag{11}$$

Cette expression particulièrement simple montre que la puissance de bruit croît comme le nombre de canaux et que dans le cas de canaux jointifs la puissance de bruit est celle que l'on aurait sur un seul canal ayant la largeur totale de tous les canaux.

On voit que le « gain » sur le rapport signal à bruit vis-à-vis d'une onde entretenue reçue sur un récepteur ayant la bande ΔF est

$$G = \frac{1}{\sqrt{M}}. \tag{12}$$

On peut mettre, en particulier, en évidence qu'il n'y a aucun intérêt vis-à-vis du rapport signal à bruit, et contrairement à ce que l'on pourrait croire *a priori* à réaliser une transmission téléphonique au moyen de tops très courts de grande amplitude et très largement espacés, ceci dans le cas d'une même puissance dissipée dans la lampe transmettrice et toujours sous la restriction que la puissance de bruit est faible devant celle du signal.

En effet, la puissance émise instantanée est égale à $\frac{P}{2 f_d \tau}$, où P est la puissance en régime continu. Pour un parcours donné la puissance reçue est proportionnelle, mais la puissance de bruit est $W_b = \frac{4 K T N \Delta F}{2 f_d \tau}$.

Quand $f_d \tau$ diminue, les deux puissances sont donc augmentées dans un même rapport.

Du fait que tous les raisonnements précédents s'appliquent aussi bien au cas des tops modulés en amplitude qu'à celui des tops modulés en durée *sans seuil de limitation supérieure*, on en conclut que l'emploi de la modulation de durée dans ce cas ne confère aucun avantage vis-à-vis de la modulation d'amplitude.

C. Tops modulés en durée avec seuils inférieur et supérieur de limitation.

S'il est fait usage d'une limitation supérieure, la valeur moyenne du parasite pendant tout le temps où le signal a son régime établi, et par suite où le limiteur joue son rôle n'a pas d'influence, et il n'y a lieu de considérer que l'amplitude moyenne ajoutée par les parasites pendant le seul temps où ceux-ci peuvent agir, c'est-à-dire pendant le temps correspondant aux deux flancs du top. Le calcul de la puissance de bruit se fera alors de manière tout analogue.

a. Effet d'un parasite isolé de faible amplitude. — On désignera par τ la durée du top en régime porteur et pour l'amplitude moitié et par $\delta\tau$ la durée correspondant au flanc du top d'allure trapézoïdale, de telle sorte que le top dure $\tau + \delta\tau$ à sa base et $\tau - \delta\tau$ à son sommet.

La figure correspondant à la figure 1 devient la

figure 3 où l'on a représenté à la partie supérieure le battement de fréquence F et à la partie inférieure l'amplitude du top axé sur le sommet de la sinusoïde.

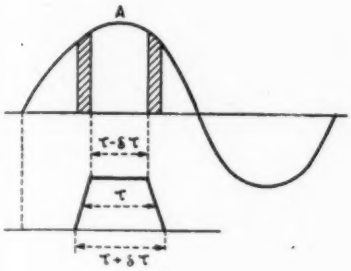


Fig. 3.

L'effet d'un parasite isolé se trouvera en faisant l'intégration

$$(13)\qquad \frac{1}{2\,\delta\tau}\left[\int_{-\frac{\tau+\delta\tau}{2}}^{+\frac{\tau+\delta\tau}{2}}\cos\Omega t\,dt-\int_{-\frac{\tau-\delta\tau}{2}}^{+\frac{\tau-\delta\tau}{2}}\cos\Omega t\,dt\right].$$

La deuxième intégrale tenant compte précisément de ce que le parasite est sans action pendant tout le temps où le signal est établi du fait du seuil supérieur de limitation. Il vient ainsi

$$(14)\qquad A\,\frac{\cos\frac{\Omega\tau}{2}\sin\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}}{\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}}.$$

On remarquera qu'en particulier pour $\tau-\delta\tau=0$ ceci s'écrit

$$A\,\frac{\sin\frac{\Omega(2\,\delta\tau)}{2}}{\frac{\Omega(2\,\delta\tau)}{2}},$$

mais $2\,\delta\tau$ est alors la durée du top et l'expression devient identique à 1, comme il se doit.

La puissance instantanée se manifestant pendant le temps $2\,\delta\tau$ est

$$A^2\,\frac{\cos^2\frac{\Omega\tau}{2}\sin^2\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}}{\left(\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}\right)^2}.$$

La puissance « équivalente » à considérer pendant le temps réel $\tau+\delta\tau$, c'est-à-dire donnant lieu à la même dissipation d'énergie sera

$$(15)\qquad \frac{A^2\cos^2\frac{\Omega\tau}{2}\sin^2\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}}{\left(\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}\right)^2\frac{\tau+\delta\tau}{2\,\delta\tau}}=\frac{2\,\delta\tau}{\tau+\delta\tau}\left[\frac{A\cos\frac{\Omega\tau}{2}\sin\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}}{\frac{\Omega\,\delta\tau}{2}}\right]^2$$

b. Effet d'un spectre élémentaire de parasites. — Pour un spectre élémentaire de parasites et en utilisant la même approximation : à savoir qu'à l'intérieur d'un spectre élémentaire l'amplitude moyenne est constante, on écrira de même

$$(16)\qquad W'_b=4\,KTN\Delta F\,\frac{2\,\delta\tau}{\tau+\delta\tau}\left[\frac{\cos(\pi\,mf_d\tau)\sin(\pi\,mf_d\,\delta\tau)}{\pi\,mf_d\,\delta\tau}\right]^2,$$

de sorte que chacun des spectres élémentaires correspondant à de faibles valeurs de m donnera une puissance de bruit de $4\,KTN\Delta F\,\frac{2\,\delta\tau}{\tau+\delta\tau}$, et ceux de rang plus élevé une valeur décroissante allant en s'amortissant.

c. Effet de l'ensemble des spectres élémentaires. — On aura une limite supérieure du bruit en sommant un nombre infini de spectres dont la puissance individuelle est donnée par (14).

Ceci revient comme précédemment à trouver un nombre M' différent de M.

Passons également par une intégrale définie pour trouver M'.

Au lieu de $\int_0^\infty\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2dx$ on aura à effectuer $\int_0^\infty\cos^2Kx\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2dx$, où

$$x=\pi\,mf_d\,\delta\tau\qquad\text{et}\qquad K=\frac{\tau}{\delta\tau}.$$

Le calcul de cette intégrale peut s'effectuer en développant $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$ suivant les puissances croissantes de x. C'est ainsi qu'en se limitant aux premiers termes, on a

$$\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2=1-\frac{x^3}{3}+\frac{2}{45}x^5-\frac{x^6}{315}+\ldots,$$

on sait ensuite intégrer $x^n\cos^2Kx$.

En fait, on constate que si K est assez élevé, c'est-à-dire si $\tau\gg\delta\tau$

$$\int_0^\infty\cos^2Kx\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2dx\cong\int_0^\infty\sin^2Kx\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2dx$$
$$\cong\frac{1}{2}\int_0^\infty\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2dx=\frac{\pi}{4}.$$

Pratiquement l'intégrale oscille légèrement autour de cette valeur suivant la valeur de K.

L'effet de l'infinité de spectres est donc approximativement le même que celui que l'on aurait en considérant non plus

$$2f_d \frac{1}{(\tau + \delta\tau)} = M,$$

mais

$$\frac{1}{4f_d\delta\tau} = M' \text{ spectres} \quad \text{d'où} \quad M' = M\frac{\tau + \delta\tau}{2\delta\tau}.$$

La puissance de bruit totale a ainsi comme limite supérieure

$$(17) \qquad W_1 = 4KTN\Delta f \frac{2\delta\tau}{\tau + \delta\tau} M' = 4KTN\Delta F M.$$

(17) est identique à (11); il semblerait donc qu'il n'y a pas d'intérêt à utiliser une limitation supérieure.

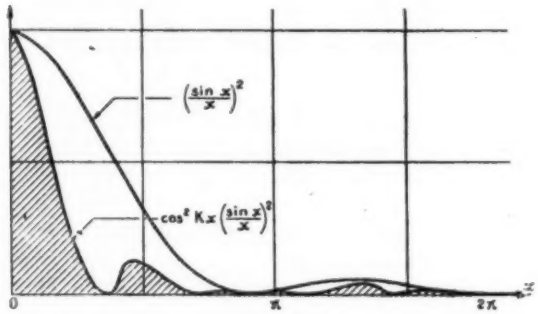


Fig. 4.

Néanmoins, en effectuant la sommation jusqu'à l'infini, nous avons supposé implicitement que le récepteur laissait passer toutes les fréquences jusqu'à l'infini et que la forme trapézoïdale du top existait par suite déjà à l'entrée du récepteur.

S'il n'en est pas ainsi, la puissance de bruit est évidemment plus faible. Envisageons donc deux cas :

d, le seuil inférieur correspond à peu près à zéro et le seuil supérieur à peu près à la crête du signal (seuils très éloignés);

e, les seuils inférieur et supérieur sont très rapprochés l'un de l'autre.

d. Limitation avec seuils éloignés. — Pour un nombre assez grand de circuits tant au transmetteur qu'au récepteur, le temps $\delta\tau$ qui se confond avec celui d'établissement du top est voisin de $\frac{1}{f_c}$. D'autre part, la sommation doit être étendue jusqu'à la fréquence de coupure, soit sur la figure 4 jusqu'au point $x = \pi$. Sa limite supérieure ainsi trouvée diffère peu de la valeur vraie.

Pour un faible nombre de circuits, $\delta\tau$ est seulement de l'ordre de $\frac{1}{2f_c}$; un calcul approché montre alors que $M' \cong \frac{1}{5f_d}\tau$; il en résulte ainsi un gain sur le rapport signal/bruit de l'ordre de 1 db, ce qui est évidemment peu.

On en conclut donc que si les seuils sont très éloignés, de telle sorte que le seuil inférieur soit très près de zéro et le seuil supérieur très près de la crête, la limitation supérieure n'apporte aucun gain sensible.

e. Limitation avec seuils rapprochés. — Il en va heureusement tout autrement si, comme suivant la figure 5, on rapproche beaucoup les deux seuils de manière à ne recevoir qu'une tranche du top.

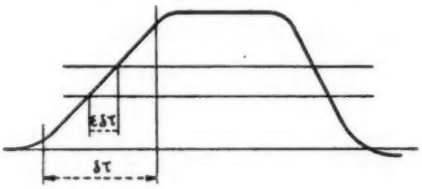


Fig. 5.

Le temps pendant lequel le bruit peut se manifester est alors en effet $2\varepsilon\delta\tau$ au lieu de $2\delta\tau$, alors que le nombre M' précédemment calculé n'a pas changé puisqu'il est donné par la bande passante.

L'énergie de bruit devient alors

$$(18) \qquad W_b = 4KTN\Delta F\varepsilon M \qquad \text{avec } M = \frac{1}{2f_d(\tau + \delta\tau)}.$$

On voit que lorsque l'on fait usage d'une limitation à double seuil, on peut diminuer fortement la puissance de bruit, non pas parce que le bruit n'agit pas pendant la durée du top établi, mais uniquement parce que le bruit ne se manifeste que pendant une partie d'autant plus faible du régime transitoire que les deux seuils de fonctionnement sont rapprochés.

Il est clair, d'après la relation (18), que le « gain » sur le rapport signal à bruit vis-à-vis d'une transmission en ondes entretenues pures de même puissance instantanée et reçue sur un récepteur ayant une largeur de bande ΔF est

$$(19) \qquad G = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon M}},$$

où $M = \frac{1}{2f_d(\tau + \delta\tau)}$ ne se confond avec le nombre de canaux que si les canaux sont jointifs.

DEUXIÈME PARTIE.

TOPS MODULÉS EN FRÉQUENCE.

Un parasite élémentaire se traduit alors par une modulation de phase d'amplitude $\varphi = a$ à la fréquence de battement du parasite et du signal. Conduisons le calcul de la même manière que dans le cas d'une transmission par tops modulés en durée ou en amplitude.

Reportons-nous à la figure 1. Soit φ l'amplitude de la sinusoïde d'équation $\varphi = a \sin \Omega t$. Ω étant la pulsation de battement.

Supposons d'abord un top très court devant la période de battement.

Si le top a lieu en A, B, C, la variation de la phase est nulle pendant la durée du top et la fréquence n'est pas modifiée.

Si le top a lieu en DEFG, la pulsation H. F. effectivement reçue est modifiée de la quantité $\frac{d\varphi}{dt}$ qui est alors maximum positif en D et F, négatif en E et G.

Or, à moins que la fréquence de battement ne soit un multiple entier exact de la fréquence de découpage, la position des tops vis-à-vis de la courbe de la figure 1 va progressivement se déplacer, et de telle sorte que si cette fréquence diffère de f périodes d'un multiple exact de la fréquence de découpage, toutes les positions possibles seront rencontrées en $\frac{1}{f}$ seconde; il en résultera à la sortie du récepteur un brouillage à la fréquence f.

L'amplitude de ce brouillage sera proportionnelle à $\frac{d\varphi}{dt}$ aux points DEFG, soit $a\Omega$.

Supposons maintenant un brouilleur suffisamment éloigné en fréquence de la fréquence du signal pour que le top ne puisse plus être considéré court devant cette période, le même raisonnement conduira à une amplitude de brouillage proportionnelle à $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\tau}$, en appelant $\tau = \Delta t$ la durée du top. Cette amplitude sera donc proportionnelle à l'ecart de phase observé entre la fin du top et son début, le milieu du top coïncidant avec les points ABC ou D.

L'amplitude du brouillage sera donnée par

$$\Delta\omega = \frac{2a \sin \frac{\Omega\tau}{2}}{\tau}. \tag{20}$$

En résumé, pour $\frac{\Omega\tau}{2} < 1$, la variation parasite de la fréquence est proportionnelle à Ω.

Pour $\Omega\tau$ en dehors de ce domaine, il y a lieu de prendre la formule (20) qui montre en particulier que pour $\Omega\tau = 2\pi k$ aucune erreur de fréquence n'est à envisager, ce qui est évident, puisqu'alors, pendant la durée du top, les variations de fréquence instantanée se compensent.

$\Delta\omega$ dans la formule (20) représente, en fait, la variation de fréquence moyenne pendant la durée du top. Cette variation de fréquence moyenne multipliée par τ donne le nombre de périodes introduites par erreur, et quand ce nombre est nul, l'erreur est évidemment nulle.

Nous avons trouvé, formule (6),

$$\frac{A^2}{\Psi^2} = 4KTV \text{ joules}.$$

En modulation de fréquence on utilise un discriminateur nécessitant une plage $\Delta\Phi$ pour convertir l'amplitude de 0 à 1.

Le parasite représenté par la relation (20) produira donc à l'entrée du récepteur un effet nuisible représenté en puissance par

$$\left[\frac{2A}{\tau} \frac{\sin \frac{\Omega\tau}{2}}{2\pi \Delta\Phi}\right]^2, \tag{21}$$

où $A = aS$, S étant le signal utile.

Une intégration de 0 à n donnera la puissance

$$W_b = 4KTV \frac{2}{\tau^2} \frac{1}{(2\pi\Delta\Phi)^2} \frac{1}{2\pi} \left[\Omega\tau - \sin \Omega\tau\right] \frac{\Omega}{\Omega}. \tag{22}$$

Si $\Omega\tau \leqq 1$ et $\Omega_1 = 0$ (22) devient

$$\left\{\begin{array}{l} W_b = 4KTV\,\Delta F \dfrac{F^2}{\Delta\Phi^2} \dfrac{1}{3} \\ \text{avec} \\ \quad F = \Delta F = \dfrac{\Omega_2}{2\pi}, \end{array}\right. \tag{23}$$

(23) n'est autre que la puissance de bruit dans le cas d'une communication unique en modulation de fréquence.

Dans le cas où Ω_1 n'est pas nul et $(\Omega_2 - \Omega_1)\tau$ est faible devant l'unité, la relation (22) s'écrit

$$W_b = 4KTV\,\Delta F \frac{F^2}{\Delta\Phi^2} \left(\frac{\sin \pi F\tau}{\pi F\tau}\right)^2, \tag{24}$$

F désignant alors la fréquence moyenne $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ dans l'intervalle $\Omega_1\Omega_2$. On voit également que si $\pi F\tau < 1$, on trouve l'expression du bruit dans le cas du multiplex à transposition de fréquence.

La formule (24) montre donc clairement que dans

le cas des tops on fait apparaître une correction $\left(\frac{\sin \pi F \tau}{\pi F \tau}\right)^2$

Comme il a été déjà dit au début, il y a lieu de considérer que les parasites, dont l'écart de fréquence avec la porteuse est voisine de la fréquence de découpage ou des *harmoniques* de celle-ci, donneront du bruit *audible* à la sortie du récepteur. Pour chacun de ces spectres partiels, la largeur de bande à considérer est $2F_M$.

La formule (24) montre que tant que $\frac{\sin \pi F \tau}{\pi F \tau}$ est petit devant l'unité, la contribution au bruit total est proportionnelle au carré du rang de l'harmonique considéré de la fréquence de découpage, mais il n'en est plus ainsi pour les bandes éloignées suffisamment de la porteuse et en particulier pour $\sin \pi F \tau = 0$, c'est-à-dire pour des fréquences telles que le top contienne un nombre entier de périodes de ces fréquences, la puissance de bruit est nulle. Ceci est bien évident physiquement du fait qu'alors pendant la durée du top, les variations instantanées de la fréquence se compensent ainsi qu'il a déjà été dit.

Effet d'ensemble des spectres élémentaires.

Étant donnée la loi de croissance en Ω^2, nous négligerons le premier spectre du bruit dû aux parasites de fréquence voisine de celle de la porteuse, et nous pourrons ainsi écrire la puissance de bruit sous la forme.

$$(25)\quad W_b = 4KTN(2F_M)\left(\frac{f_d}{\Delta\Phi}\right)^2 \left[\left(\frac{\sin \pi f_d \tau}{\pi f_d \tau}\right)^2 + 2^2\left(\frac{\sin 2\pi f_d \tau}{2\pi f_d \tau}\right)^2 + \ldots + n^2\left(\frac{\sin n\pi f_d \tau}{n\pi f_d \tau}\right)^2\right],$$

expression dans laquelle f_d est la fréquence fondamentale du découpage.

Si $2f_c$ est la bande totale allouée, f_c fréquence de coupure de la modulation totale, la valeur maximum de n à considérer est $n = \frac{f_c}{f_d}$.

La relation (25) s'écrit donc finalement

$$(11)\quad \begin{cases} W_b = 4KTN(2F_M)\left(\frac{1}{\pi \Delta\Phi \tau}\right)^2 \sum_1^n \sin^2 n\alpha \\ \text{avec} \\ \alpha = \pi f_d \tau. \end{cases}$$

Après transformation, on tire

$$\sum_1^n \sin^2 n\alpha = \frac{1}{2}\left[\frac{2n+1}{2} - \frac{1}{2}\,\frac{\sin 2(n+1)\alpha}{\sin \alpha}\right].$$

Cette somme croît indéfiniment avec n en oscillant entre les limites

$$\frac{1}{2}\left[\frac{2n+1}{2} \pm \frac{1}{2\sin\alpha}\right].$$

Les maxima ont lieu pour

$$(2n+1)\alpha = (2k+1)\frac{\pi}{2} \qquad \text{avec } k \text{ nombre impair.}$$

et les minima ont lieu pour

$$(2n+1)\alpha = (2k+1)\frac{\pi}{2} \qquad \text{avec } k \text{ nombre pair.}$$

Si, d'autre part, $\alpha = \pi f_d \tau$ est petit, ce qui est le cas du multiplex, on voit que

$$\sum_1^n \sin^2 n\alpha$$

oscille entre

$$\frac{2n+1}{4}\left[1 + \frac{2}{(2k+1)\pi}\right] \quad \text{et} \quad \frac{2n+1}{4}\left[1 - \frac{2}{(2k+1)\pi}\right]$$

La plus grande valeur de k est par ailleurs déterminée par la relation

$$(2n+1)\alpha = (2k+1)\frac{\pi}{2}, \qquad \text{soit} \qquad 2f_c\tau + f_d\tau = k + \frac{1}{2}$$

Comme $f_c\tau$ est nécessairement de l'ordre de plusieurs unités, $(2k+1)\pi$ est négligeable devant l'unité, et l'on a approximativement

$$\sum_1^n \sin^2 n\alpha = \frac{1}{2}n.$$

On peut se rendre compte sans calculer qu'il en est bien ainsi du fait que 1/2 représente la valeur efficace de la puissance d'une fonction sinusoïdale. (11) devient donc

$$(26)\qquad W_b = 4KTN(2F_M)\frac{1}{2\pi^2}\,\frac{1}{\Delta\Phi^2}\,\frac{1}{\tau^2}\left(\frac{f_c}{f_d}\right).$$

Pour une antenne 1/2 onde isolée dans l'espace, la puissance recueillie du signal est, nous l'avons vu

$$1,33\,\varepsilon^2\lambda^2.10^{-15} \text{ watt},$$

ε étant le champ reçu exprimé en microvolts par mètre.

En modulation de fréquence si ΔF_M est la déviation utile, cette puissance équivalente à l'entrée du récepteur

$$W_u = 1,33\,\varepsilon^2\lambda^2 . 10^{-15}\left(\frac{\Delta F}{\Delta\Phi}\right)^2.$$

On en déduit

$$(27)\qquad \sqrt{\frac{W_u}{W_b}} = \frac{2,8\lambda\varepsilon}{\sqrt{2F_M}\sqrt{N}}\sqrt{2}\pi\,\Delta F_M\tau\sqrt{\frac{f_d}{f_c}},$$

d'où, d'après (1),

$$(28)\qquad G = \sqrt{2}\pi\,\Delta F_M\tau\sqrt{\frac{f_d}{f_c}}.$$

La relation (28) peut encore s'écrire sous les formes équivalentes

$$(29)\qquad G = \sqrt{2}\pi\frac{\Delta F_M}{f_c}(f_c\tau)\sqrt{\frac{f_d}{f_c}},$$

$$(30)\qquad G = \frac{\pi}{\sqrt{2}}\frac{1}{M}\frac{\Delta F_M}{f_c}\sqrt{\frac{f_c}{f_d}}.$$

Dans cette dernière relation M désigne le nombre de canaux multiplex et l'on suppose, d'autre part, que la durée des espacements entre tops est égale à la durée des tops; on peut écrire par suite $2Mf_d\tau = 1$.

Les formes (29) et (30) sont préférables en ce sens que, d'une part, $\frac{\Delta F_M}{f_c}$ prend une valeur que l'on ne saurait pas dépasser, sans quoi la variation de fréquence ne serait plus transmise et que $(f_c\tau)$ caractérise la bonne transmission des tops.

Sous la forme (30), on voit qu'en définitive à nombre donné de canaux on a intérêt à augmenter f_c (largeur de bande) et à diminuer f_d fréquence de découpage, à condition, bien entendu, d'augmenter ΔF_M corrélativement à f_c.

TROISIÈME PARTIE.

COMPARAISON DES DIFFÉRENTS SYSTÈMES.

Si l'on compare le gain dans le système à tops modulés en fréquence au gain dans le système à courants porteurs pour une même déviation de fréquence totale dans les deux cas, on a à faire le rapport

$$\frac{\pi}{\sqrt{2}}\frac{1}{M}\frac{\Delta F_M}{f_c}\sqrt{\frac{f_c}{f_d}}\Big/\frac{\Delta F_M}{M}\frac{1}{F_t}\quad\text{soit}\quad\frac{\pi}{\sqrt{2}}\frac{F_t}{\sqrt{f_d f_c}}.$$

EXEMPLE. — $f_d = 20$ Kc, $f_c = 1,5$ Mc, $F_t = 80$ Kc

$$\frac{\pi}{\sqrt{2}}\frac{F_t}{\sqrt{f_d f_c}} \cong 1.$$

Les deux systèmes sont équivalents.

Par ailleurs, pour $M = 12$ et $\Delta F = 500$ Kc,

$$G = 0,52.$$

On peut encore observer que si *toutes choses égales d'ailleurs* le gain varie en $\frac{1}{M}$, M étant le nombre de canaux, il n'en est pas ainsi effectivement, car si l'on double le nombre de canaux on est amené à doubler f_c, et en doublant en même temps ΔF_M le gain n'est réduit que dans le rapport $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Le système à tops se prête donc particulièrement bien à un grand nombre de canaux si l'on dispose de largeurs de bandes élevées.

Prenons l'exemple de 36 canaux utilisant la modulation en durée, les deux seuils de limitation sont rapprochés de telle sorte que $\varepsilon = \frac{1}{4}$ par exemple.

L'application de la formule (19) nous donne $G = 0,333$ pour une modulation théorique de 100 %. Soit une perte de 10 db environ vis-à-vis d'une entretenue pure.

Bien que la fréquence de coupure f_c n'intervienne pas dans la formule (19), on peut la calculer approximativement.

Adoptant en effet une fréquence de découpage de 12 000 tops/sec et par canal, on aura 12 000 × 36 = 432 000 tops, soit environ 2,3 µs entre tops. La durée moyenne d'un top en régime porteur sera ainsi de l'ordre de 1 µs, et l'on aura une définition assez convenable du top en adoptant une fréquence de coupure de $f_c = 2,5$ Mc, soit une bande totale de transmission de 5 Mc. Le régime transitoire $\delta\tau$ s'établira en effet dans ces conditions entre 0,2 et 0,4 µs, suivant le nombre total de circuits intervenant dans la chaîne émettrice et réceptrice.

Dans le cas où l'on utilise la modulation de fréquence avec canaux transposés, si l'on s'astreint à conserver la gamme 1-2 dans les transpositions, on est amené à utiliser des porteurs fictifs s'étendant de 156 à 300 Kc, et pour avoir le même rapport signal à bruit sur chacun des canaux, chaque canal devrait être modulé avec une déviation de fréquence différente. Considérons le canal moyen dont la fréquence s'établit à 210 Kc et calculons la déviation de fréquence à effectuer sur ce canal pour avoir le même gain que dans le cas des tops modulés en durée.

On a simplement

$$\frac{\delta f}{F_t} = \frac{\delta f}{210} = 0{,}333, \quad \text{d'où } \delta f = 70 \text{ Kc.}$$

(F_t fréquence de transposition).

Les canaux de 156 à 300 Kc devraient donc être modulés suivant leur rang avec des déviations de fréquence allant de 50 à 100 Kc.

Comparons à égalité de bande passante, c'est-à-dire pour une même fréquence de coupure $f_c = 2{,}5$ Mc.

Pour éviter la diaphonie on devra limiter la déviation totale de fréquence à $\Delta F = \pm 1$ Mc au grand maximum.

Ce résultat sera atteint pour 14 canaux travaillant simultanément. En fait, comme pour 36 canaux la probabilité statistique est que moins de 14 canaux travaillent à plein simultanément, le système de modulation de fréquence avec canaux transposés paraît un peu plus avantageux.

Dans le cas de la modulation de fréquence à impulsions, le calcul antérieur [relation (30)] montre que la déviation de fréquence ΔF est liée à f_c et il semble que l'on puisse adopter dans ce cas $\frac{\Delta F}{f_c} = \frac{2}{3}$, ce qui impliquerait pour une fréquence de coupure de 2,5 Mc la valeur de $\Delta F = 1{,}66$ Mc.

On trouve alors pour $M = 36$ et $f_d = 12\,000$ c

$$G = 0{,}57,$$

soit environ 5 db de perte au lieu de 10 dans le cas des tops modulés en durée.

La modulation de fréquence à impulsions donne donc dans ce cas un résultat un peu meilleur que la modulation de durée.

On conclura en définitive que vu sous l'aspect du rapport signal à bruit, la modulation par impulsions au moyen de tops modulés en durée ou au moyen de tops modulés en fréquence se compare favorablement à la modulation de fréquence habituelle employant la technique des courants porteurs; mais il est à noter que les propriétés antiparasites des systèmes à tops modulés en durée sont uniquement dues à l'emploi à la réception d'une double limitation, celle-ci ayant pour effet de resserrer dans toute la mesure du possible les deux seuils de limitation, alors que dans les autres systèmes envisagés ces propriétés sont dues à l'élargissement de la bande passante.

EFFET DE BLINDAGE D'UN TUBE CYLINDRIQUE PLACÉ DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE PERPENDICULAIRE A SON AXE;

PAR J. LAPLUME,

Ingénieur au Laboratoire des Recherches physiques
de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — *La présente étude n'est pas foncièrement originale. On trouve, en effet, des publications très documentées sur l'effet de blindage électromagnétique, remontant à une douzaine d'années, et il en existe d'autres bien antérieures, mais qui, se limitant à des cas par trop particuliers, ne présentent plus guère, à l'heure actuelle, qu'un intérêt historique. Nous avons cité, dans la bibliographie sommaire qui termine cette étude, deux références choisies parmi de nombreuses autres, et desquelles nous avons tiré l'essentiel de cette note.*

Nous n'avons pas eu davantage la prétention de traiter le cas le plus général, et cela pour deux raisons. La première est que cette étude a été entreprise en vue de l'application à deux cas particuliers et bien définis, à savoir ; la protection du faisceau d'électrons dans un microscope électronique contre les perturbations magnétiques, et l'affaiblissement du champ magnétique déflecteur dans un oscillographe à enceinte métallique et à bobines de déviation extérieures. La seconde est qu'on ne demande et qu'on ne peut demander à cette théorie qu'un ordre de grandeur du coefficient de blindage; les équations que l'on rencontre ne peuvent, en effet, être intégrées que moyennant certaines hypothèses plus ou moins vérifiées dans la pratique, de sorte qu'il est à peu près inutile d'examiner successivement une foule de cas particuliers et très théoriques conduisant à des formules qui ne diffèrent entre elles que par des coefficients très voisins de l'unité.

Nous nous sommes toutefois efforcé de clarifier et de simplifier au maximum l'exposition; tout d'abord, en insistant sur certains points que quelques auteurs considèrent comme évidents, et qui ne le sont pas toujours aux yeux du lecteur non averti, notamment en ce qui concerne le choix des solutions particulières convenant à notre problème parmi toutes celles que fournit l'intégration de nos équations; en second lieu, nous avons, au prix de simplifications toujours parfaitement légitimes, évité d'introduire les fonctions de Bessel d'argument complexe, qui ne sont familières qu'à un petit nombre de spécialistes. Nous pensons ainsi que notre exposé sera devenu plus accessible sans perdre pratiquement de sa généralité.

Enfin, à défaut d'autres mérites, cette étude présenterait au moins celui d'être rédigée en français, ce qui ne constitue pas un mince avantage, étant donné qu'il n'existe, à notre connaissance, aucune littérature française sur ce sujet.

Considérons un champ magnétique uniforme d'intensité H_0. Introduisons dans ce champ un tube cylindrique métallique dont l'axe est orienté perpendiculairement à la direction du champ. En général, le champ magnétique est perturbé par la présence du tube, tant à l'extérieur qu'à l'intérieur de ce dernier. A grande distance de l'axe du tube, le champ reste sensiblement uniforme et égal à H_0, mais à l'intérieur, il prend une nouvelle valeur H plus petite que H_0. Cet « effet de blindage » est caractérisé par le quotient

$$g = \frac{H_0}{H}$$

que nous appellerons *coefficient de blindage*. Ce coefficient est toujours supérieur ou égal à l'unité.

Lorsque le champ H_0 est constant, ou très lentement variable avec le temps, l'effet de blindage est uniquement dû aux propriétés magnétiques du métal constituant le tube. Le coefficient g ne prend alors de valeur notablement différente de l'unité

que si ce métal est ferro-magnétique. Ce cas est celui des blindages utilisés dans la construction de certains tubes électroniques pour soustraire les électrons à l'action des champs magnétiques parasites.

Lorsque le champ H_0 varie rapidement au cours du temps, il induit dans la masse du métal des courants de Foucault qui, à leur tour, créent un champ magnétique qui se superpose au champ extérieur. Le champ à l'intérieur du tube résulte de la superposition de ces deux champs; il est toujours plus petit que le champ extérieur en vertu de la loi de Lenz. En fait, le cas du champ extérieur constant peut être considéré comme un cas particulier, ou, si l'on préfère, comme un cas limite de celui du champ rapidement variable; mais en raison de sa simplicité, nous l'étudierons à part.

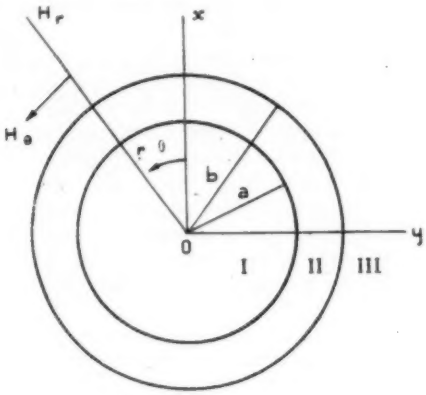


Fig. 1.

L'étude de l'effet de blindage d'un tube métallique placé dans un champ rapidement variable trouve, entre autres, une application directe à l'oscillographe à enceinte métallique dont les bobines de déflexion magnétique sont extérieures au tube. Certaines simplifications s'introduisent alors, du fait :

1° Que l'épaisseur de l'enceinte est petite devant son diamètre;

2° Que le métal qui la constitue est sensiblement amagnétique (perméabilité voisine de celle du vide).

Nous pouvons toujours supposer la variation du champ sinusoïdale. La théorie des séries et de l'intégrale de Fourier permet, en effet, de ramener à ce cas une variation du champ s'effectuant suivant une loi quelconque, en considérant cette variation comme résultant de la superposition d'une infinité de variations sinusoïdales.

L'axe du cylindre (*fig.* 1) supposé infiniment long, sera pris comme axe des z, perpendiculaire au plan de la figure. A grande distance de l'axe, le champ extérieur est parallèle à Ox. La symétrie du problème suggère l'emploi de coordonnées cylindriques r, θ, z. L'angle polaire, θ, est repéré par rapport à l'axe Ox et compté positivement dans le sens trigonométrique. Toutes les grandeurs considérées sont manifestement indépendantes de la coordonnée z; les dérivées partielles par rapport à cette coordonnée, sont nulles *a priori*. Nous désignerons par a et b respectivement, les rayons intérieur et extérieur du tube et par $\varepsilon = b - a$ son épaisseur.

Les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ vérifient les équations de Maxwell-Lorentz

$$\operatorname{div}\vec{E} = 0 \left(\begin{array}{c}\text{absence}\\ \text{de charges libres}\end{array}\right), \qquad \operatorname{div}\vec{H} = 0;$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \qquad \operatorname{rot}\vec{H} = 4\pi\vec{C} + K\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}.$$

Si les variations du champ intérieur ne sont pas trop rapides, plus précisément si la longueur d'onde qui leur correspond est grande devant les dimensions transversales du tube, le terme $K\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ est négligeable devant $4\pi\vec{C}$; autrement dit, les effets magnétiques du courant de déplacement sont négligeables devant ceux du courant de convexion. Nous nous placerons dans ce cas.

Nous écrirons également que le courant induit dans le tube suit la loi d'Ohm, ce qui s'écrit

$$\vec{C} = \frac{\vec{E}}{\rho},$$

où ρ est la résistivité du métal. Toutes les grandeurs considérées sont exprimées dans un système d'unités cohérent.

Avec ces hypothèses, notre système d'équations s'écrit

$$(1)\qquad \left\{\begin{array}{ll} \operatorname{div}\vec{E} = 0, & \operatorname{div}\vec{H} = 0;\\ \operatorname{rot}\vec{E} = -\mu\dfrac{\partial\vec{H}}{\partial t}, & \operatorname{rot}\vec{H} = 4\pi\dfrac{\vec{E}}{\rho}, \end{array}\right.$$

ρ doit être considéré comme infini en dehors du métal. Le champ $\vec{H}$ n'a pas forcément la même forme analytique dans les trois domaines I, II, III qui constituent respectivement l'intérieur, l'épaisseur et l'extérieur du tube. Toutefois, aux surfaces de sépa-

ration de ces domaines, il doit y avoir conservation de la composante tangentielle du champ et de la composante normale de l'induction. La première condition résulte immédiatement de l'application du theoreme de Stokes au contour dessiné sur la figure 2.

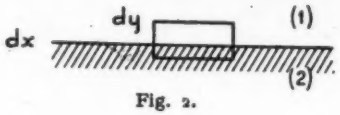


Fig. 2.

La longueur dx est par hypothèse infiniment petite devant dy. Le travail de la composante normale du champ est un infiniment petit de l'ordre de dx. Celui de la composante tangentielle est

$$H_{1T}\,dy - H_{2T}\,dy = (H_{1T} - H_{2T})\,dy.$$

Le flux du rotationnel de $\vec{H}$ à travers ce contour est proportionnel à $dx\,dy$. Il est donc infiniment petit devant dy. Par suite, le travail de la composante tangentielle $(H_{1T} - H_{2T})\,dy$ est un infiniment petit devant dy, ce qui exige que $H_{1T} - H_{2T}$ soit nul.

La seconde condition résulte du fait que, par définition, le vecteur induction n'a pas de divergence de surface.

1. Effet de blindage dans un champ constant.

Le système (1) s'écrit dans ce cas

$$(2)\qquad \begin{cases} \operatorname{div}\vec{E} = 0, & \operatorname{div}\vec{H} = 0, \\ \operatorname{rot}\vec{E} = 0, & \operatorname{rot}\vec{H} = 4\pi\dfrac{\vec{E}}{\rho}. \end{cases}$$

Puisqu'il n'y a pas d'effets d'induction, le champ électrique est nul. Quant au champ magnétique, il est à la fois irrotationnel et sans divergence. Il peut donc être considéré comme le gradient d'un potentiel Ψ vérifiant l'équation de Laplace.

$$(3)\qquad \Delta\Psi = 0.$$

En coordonnées polaires, les composantes du gradient sont

$$(4)\qquad \begin{cases} H_r = \dfrac{\partial\Psi}{\partial r} \\ \text{et} \\ H_\theta = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\Psi}{\partial\theta}. \end{cases}$$

Ces formules s'établissent rapidement en évaluant le travail du champ dans un déplacement infiniment petit, d'abord à θ constant, ensuite à r constant. L'équation de Laplace s'écrit en coordonnées polaires

$$(3')\qquad \frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial\theta^2} = 0.$$

La symétrie du problème nous suggère d'essayer une solution de la forme

$$(5)\qquad \Psi = X(r)\,Y(\theta).$$

L'équation (3') prend alors la forme

$$X''Y + \frac{1}{r}X'Y + \frac{1}{r^2}XY'' = 0$$

ou

$$r^2\frac{X''}{X} + r\frac{X'}{X} = -\frac{Y''}{Y}.$$

Le premier membre n'est fonction que de r, le second de θ seul; l'un et l'autre sont donc égaux à une même constante m^2

$$r^2\frac{X''}{X} + r\frac{X'}{X} = m^2,$$

$$\frac{Y''}{Y} = -m^2.$$

La solution générale de cette dernière équation est

$$Y = \alpha\cos m\theta + \beta\sin m\theta.$$

Y doit reprendre la même valeur lorsque θ augmente de 2π, ce qui exige que m soit un entier réel.

La première équation s'écrit encore

$$r^2X'' + rX' - m^2X = 0.$$

La solution générale de cette équation est

$$X = \frac{B}{r^m} + Cr^m.$$

Finalement, la fonction

$$\left(\frac{B}{r^m} + Cr^m\right)(\alpha\cos m\theta + \beta\sin m\theta),$$

où m est un entier quelconque, constitue une solution de l'équation (3). On obtient alors pour H_r et H_θ les solutions

$$H_r = \left(-\frac{mB}{r^{m+1}} + mCr^{m-1}\right)(\alpha\cos m\theta + \beta\sin m\theta),$$

$$H_\theta = \left(\frac{B}{r^{m+1}} + Cr^{m-1}\right)(-m\alpha\sin m\theta + \beta m\cos m\theta).$$

A grande distance de l'axe, le champ doit être uniforme et parallèle à l'axe des x. Les composantes H_r et H_θ doivent donc se réduire à

$$H_r = H_0\cos\theta,$$

$$H_\theta = -H_0\sin\theta,$$

ce qui exige que l'on ait $m = 1$ et $\beta = 0$, tout au moins dans le domaine III; compte tenu de cette condition

$$H_r = \left(-\frac{B}{r^2} + C\right)\alpha\cos\theta,$$

$$H_\theta = -\left(\frac{B}{r^2} + C\right)\alpha\sin\theta.$$

On pourra toujours supposer $\alpha = 1$ en englobant ce facteur multiplicatif dans les constantes arbitraires B et C

$$(6)\quad \begin{cases} H_r = \left(-\dfrac{B}{r^2} + C\right)\cos\theta, \\ H_\theta = -\left(\dfrac{B}{r^2} + C\right)\sin\theta. \end{cases}$$

Les composantes du champ ne sauraient avoir une autre forme dans les domaines I et II. Les conditions aux limites imposent en effet la conservation de H_θ et de μH_r tout au long des cercles (O, a) et (O, b), c'est-à-dire *quel que soit* θ; ces conditions ne pourraient être remplies si, à l'intérieur des domaines I et II, H_r et H_θ dépendaient de θ par un autre facteur que $\cos\theta$ ou $\sin\theta$ respectivement. Les formules (6) sont donc valables dans les trois domaines.

Dans le domaine I, le champ ne peut devenir infini; puisque r s'annule sur l'axe, il est nécessaire que B soit nul. Les composantes du champ dans le domaine I sont donc

$$(7)\quad \begin{cases} H_r = \quad H_i\cos\theta, \\ H_\theta = -H_i\sin\theta. \end{cases}$$

Le champ intérieur, d'intensité H_i, est uniforme et parallèle à l'axe Ox.

A grande distance de l'axe, dans le domaine III, le champ devient uniforme et d'intensité H_e, ce qui impose que C_{III} soit égal à H_e.

$$(8)\quad \begin{cases} H_r = \left(-\dfrac{B_{III}}{r^2} + H_e\right)\cos\theta, \\ H_\theta = -\left(\dfrac{B_{III}}{r^2} + H_e\right)\sin\theta. \end{cases}$$

Enfin dans le domaine II

$$(9)\quad \begin{cases} H_r = \left(-\dfrac{B_{II}}{r^2} + C_{II}\right)\cos\theta, \\ H_\theta = -\left(\dfrac{B_{II}}{r^2} + C_{II}\right)\sin\theta. \end{cases}$$

Écrivons maintenant les équations traduisant les conditions aux limites (conservation de H_θ et de μH_r) :

Pour $r = a$,

$$-\left(\frac{B_{II}}{a^2} + C_{II}\right) = -H_i,$$

$$\mu\left(-\frac{B_{II}}{a^2} + C_{II}\right) = H_i.$$

Pour $r = b$,

$$-\left(\frac{B_{II}}{b^2} + C_{II}\right) = -\frac{B_{III}}{b_2} + H_e,$$

$$\mu\left(-\frac{B_{II}}{b^2} + C_{II}\right) = -\frac{B_{III}}{b^2} + H_e.$$

Ce système d'équations, une fois résolu par rapport aux quatre inconnues H_i, B_{II}, C_{II}, B_{III}, permet d'exprimer le champ en tout point, en fonction de la valeur limite H_e à grande distance de l'axe. Pour obtenir la relation entre H_e et H_i qui définit le coefficient de blindage, il suffit d'éliminer B_{II}, B_{II}, C_{III} entre ces quatre équations. Pour cela, écrivons que ces quatre équations aux trois inconnues B_{II}, B_{II}, C_{III} doivent être compatibles.

$$\begin{vmatrix} -\dfrac{1}{a^2} & -1 & 0 & -H_i \\ -\dfrac{\mu}{a^2} & \mu & 0 & H_i \\ -\dfrac{1}{b^2} & -1 & \dfrac{1}{b^2} & -H_e \\ -\dfrac{\mu}{b^2} & \mu & \dfrac{1}{b^2} & H_e \end{vmatrix} = 0.$$

Tous calculs faits

$$(10)\quad \frac{H_e}{H_i} = g = \frac{1}{4\mu}(1+\mu)^2 - \frac{a^2}{b^2}(\mu-1)^2.$$

Le coefficient de blindage part de la valeur $\frac{(\mu+1)^2}{4\mu}$ pour $b > a$ et tend vers 1 lorsque $a = b$ (épaisseur nulle).

Lorsque la perméabilité du métal est très supérieure à l'unité, comme c'est le cas pour les métaux dont sont constitués les blindages, on peut, dans la formule (10), négliger les termes indépendants de μ devant ceux en μ et μ^2. On obtient alors la formule approximative suivante :

$$(11)\quad g \neq \frac{1}{4\mu}\left[\mu^2 + 2\mu - \frac{a^2}{b^2}(\mu^2 - 2\mu)\right]$$

$$= \frac{1}{4}\mu\left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) + \frac{1}{2}\left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right)$$

ou même, si b n'est pas trop voisin de a

$$(12)\quad g \neq \frac{\mu}{4}\left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right).$$

L'effet de blindage maximum est obtenu

lorsque $\frac{a}{b} = 0$ ou $b = \infty$. La valeur limite de g est égale à $\frac{\mu}{4}$. En fait, il n'est guère intéressant d'augmenter l'épaisseur au delà d'une certaine limite, car l'accroissement de g devient alors très lent. On remarquera que les dimensions du tube n'interviennent que par leur rapport.

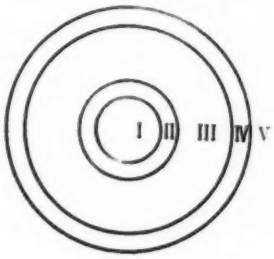


Fig. 3.

On obtient un meilleur effet de blindage en utilisant deux tubes cylindriques coaxiaux. Le problème se traite de la même manière. Les surfaces cylindriques des deux tubes divisent l'espace en cinq domaines (*fig.* 3), à l'intérieur desquels les composantes du champ magnétique sont toujours de la même forme

$$(6)\qquad \begin{cases} H_r = \left(-\frac{B}{r^2} + C\right)\cos\theta, \\ H_\theta = -\left(\frac{B}{r^2} + C\right)\sin\theta. \end{cases}$$

mais avec des valeurs différentes pour les constantes B et C lorsqu'on passe d'un domaine à l'autre. Les valeurs de ces constantes doivent être choisies de manière à satisfaire aux conditions aux limites précisées plus haut. En désignant par a, b les rayons intérieur et extérieur du premier cylindre, par c, d, ceux du second, ces conditions s'explicitent par les formules

$$\frac{B_{II}}{a^2} + C_{II} = H_i,$$

$$\mu\left(-\frac{B_I}{a^2} + C_{II}\right) = H_i,$$

$$\frac{B_{II}}{b^2} + C_{II} = \frac{B_{III}}{b^2} + C_{III},$$

$$\mu\left(-\frac{B_{II}}{b^2} + C_{II}\right) = -\frac{B_{III}}{b^2} + C_{III},$$

$$\frac{B_{III}}{c^2} + C_{III} = \frac{B_{IV}}{c^2} + C_{IV},$$

$$-\frac{B_{III}}{c^2} + C_{III} = \mu\left(-\frac{B_{IV}}{c^2} + C_{IV}\right),$$

$$\frac{B_{IV}}{d^2} + C_{IV} = \frac{B_V}{d^2} + H_e,$$

$$\mu\left(-\frac{B_{IV}}{d^2} + C_{IV}\right) = -\frac{B_V}{d^2} + H_e.$$

L'élimination de toutes les constantes B et C, entre ces huit équations, conduit à la relation

$$(13)\quad g = \frac{H_e}{H_i} = \frac{1}{16\mu^2}\left[-(\mu^2-1)^2 n_1 n_2 q_{12} + n_1 n_2(\mu+1)^4 + 16\mu^2 q_1 q_2 - 4\mu(\mu+1)^2(n_2 q_1 + n_1 q_2)\right],$$

$$q_1 = \frac{a^2}{b^2} \qquad (n_1 = 1 - q_1),$$

$$q_2 = \frac{c^2}{d^2} \qquad (n_2 = 1 - q_2),$$

$$q_{12} = \frac{b^2}{c^2} \qquad (n_{12} = 1 - q_{12}).$$

On obtient une formule approchée, mais plus maniable, en négligeant, dans le crochet, les termes constants et du premier degré en μ devant les termes en μ^2, μ^3 et μ^4.

Toutes réductions faites

$$(14)\quad g \# \frac{1}{16}\mu^2 n_1 n_2 n_{12} + \frac{\mu}{4}(1 - q_1 q_2) - \frac{1}{2}(q_1 + q_2) + \frac{1}{8} n_1 n_2 (q_{12} + 3).$$

Si les rapports q_1, q_2, q_{12} ne sont pas trop voisins de 1, on peut ne retenir que les deux premiers termes, voire même le premier, soit

$$(15)\qquad g \# \frac{1}{16}\mu^2 n_1 n_2 n_{12} + \frac{\mu}{4}(1 - q_1 q_2)$$

ou même

$$(16)\qquad g \# \frac{1}{16}\mu^2 n_1 n_2 n_{12}.$$

La formule (16) montre que dans le cas de deux blindages, le coefficient g croît comme μ^2, tandis que dans le cas d'un seul blindage [*cf.* équation (12)], g croît proportionnellement à μ. On doit donc s'attendre à ce qu'un double blindage soit plus efficace qu'un seul blindage d'encombrement égal dès que la perméabilité dépasse une certaine limite. C'est ce que nous montrera avec évidence l'application numérique que nous ferons plus loin. Mais auparavant, nous allons rechercher dans quelles conditions le double blindage est le plus efficace.

Si les dimensions extérieures ne sont pas limitées, il est évident que g sera maximum pour deux blindages infiniment épais ($q_1 = q_2 = 0$, d'où $n_1 = n_2 = 1$), infiniment éloignés l'un de l'autre ($q_{12} = 0$, $n_{12} = 1$). La valeur limite ainsi définie est égale à $\frac{\mu^2}{16}$, soit le carré de la valeur limite obtenue dans le cas d'un

blindage unique. Ce résultat était évident *a priori*.

Examinons maintenant le cas où le rapport des rayons extrêmes est imposé,

$$\frac{a}{d} = \frac{a}{b}\,\frac{b}{c}\,\frac{c}{d} = q_1 q_2 q_{12} = K.$$

Prenons pour expression de g la formule approchée (16)

$$g = \frac{\mu^2}{16} n_1 n_2 n_{12}.$$

La condition de maximum s'obtient par la méthode du multiplicateur de Lagrange, qui consiste à écrire que les dérivées partielles par rapport à q_1, q_2, q_{12}, de la fonction

$$g + \lambda K = \frac{\mu^2}{16} n_1 n_2 n_{12} + \lambda q_1 q_2 q_{12}$$

sont simultanément nulles, soit

$$-\frac{\mu^2}{16} n_2 n_{12} + \lambda q_2 q_{12} = 0,$$

$$-\frac{\mu^2}{16} n_1 n_{12} + \lambda q_1 q_{12} = 0,$$

$$-\frac{\mu^2}{16} n_1 n_2 + \lambda q_1 q_2 = 0.$$

L'élimination de λ entre ces trois équations conduit à la condition $q_1 = q_2 = q_{12} = q$.

Les quatre rayons a, b, c, d forment une progression géométrique. La valeur correspondante de g, donnée par la formule (15), est

$$(17) \qquad g = \frac{\mu^2}{16}(1-q)^3 + \frac{\mu}{4}(1-q^2).$$

Application.

$$\mu = 5\,000, \qquad a = 34 \text{ mm}, \qquad d = 41 \text{ mm};$$

$$\frac{a}{d} = \frac{34}{41}, \qquad q = \sqrt[3]{\frac{a}{d}} = 0{,}9395;$$

$$(1-q)^3 = 2{,}21 \,.\, 10^{-4}, \qquad 1-q^2 = 0{,}1173, \qquad g = 493.$$

Les rayons a, b, c, d ont respectivement pour valeurs

$$a = 34 \text{ mm}, \quad b = 36{,}2 \text{ mm}, \quad c = 38{,}5 \text{ mm}, \quad d = 41 \text{ mm}.$$

Un blindage unique de rayons $a = 34$ mm et $d = 41$ mm donnerait un coefficient de blindage [*cf.* formule (12)]

$$g = \frac{\mu}{4}\left(1 - \frac{a^2}{d^2}\right) = \frac{5\,000}{4}\left[1 - \left(\frac{34}{41}\right)^2\right] = 390.$$

Autre exemple.

$$\mu = 5\,000, \qquad a = 34 \text{ mm}, \qquad d = 45 \text{ mm},$$

$$\frac{a}{d} = \frac{30}{45}, \qquad q = \sqrt[3]{\frac{a}{d}} = 0{,}9108;$$

$$(1-q)^3 = 0{,}71 \,.\, 10^{-3}, \qquad 1-q^2 = 0{,}1705, \qquad g = 1323.$$

Les rayons des deux cylindres sont respectivement

$$a = 34 \text{ mm}, \quad b = 37{,}3 \text{ mm}, \quad c = 41 \text{ mm}, \quad d = 45 \text{ mm}.$$

Dans le cas d'un blindage unique de même encombrement, $g = 537$. L'affaiblissement est plus que doublé par le fractionnement du blindage.

Remarque. — La condition $q_1 = q_2 = q_{12} = q$ correspond au maximum de $\frac{\mu^2}{16} n_1 n_2 n_{12}$.

On calcule facilement que le maximum de l'expression plus approchée (17) s'obtient lorsque

$$q_1 = q_2 = q, \qquad q_{12} = \frac{4}{\mu}\,\frac{q^2}{1-q} + q.$$

2. Effet de blindage dans un champ sinusoïdal.

Reprenons les équations de Maxwell-Lorentz (1)

$$(1') \qquad \begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = 0, & \operatorname{div} \vec{H} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \dfrac{\partial \vec{H}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \vec{H} = 4\pi \dfrac{\vec{E}}{\rho}. \end{cases}$$

Puisque nous nous bornons à l'étude du champ stationnaire, nous poserons

$$(2) \qquad \vec{E} = \vec{E}\, e^{j\omega t}, \qquad \vec{H} = \vec{H}\, e^{j\omega t}.$$

Les vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ peuvent d'ailleurs avoir des valeurs complexes, traduisant un déphasage éventuel par rapport à l'oscillation représentée par le facteur exponentiel.

Les équations de Maxwell prennent alors la forme

$$(3) \qquad \begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = 0, & \operatorname{div} \vec{H} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H}, & \operatorname{rot} \vec{H} = 4\pi \dfrac{\vec{E}}{\rho}. \end{cases}$$

On remarquera tout d'abord que les deux premières équations

$$\operatorname{div} \vec{E} = \operatorname{div} \vec{H} = 0$$

sont des conséquences nécessaires des deux dernières; en effet

$$\operatorname{div} \vec{H} = -\frac{1}{j\omega\mu} \operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{E} = 0,$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{4\pi} \operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = 0.$$

Il sera donc inutile d'en tenir compte.

Examinons la répartition du champ à l'intérieur du métal. Par symétrie, les lignes de courant, et par conséquent le champ électrique, ne peuvent être que parallèles à l'axe Oz. Le champ électrique n'a donc de composante que suivant Oz. Compte tenu de cette condition, les deux dernières équations (3) s'explicitent, en coordonnées cylindriques de la manière suivante :

$$(4)\quad \begin{cases} \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial E_z}{\partial \theta} = -j\omega\mu H_r, \\ -\dfrac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega\mu H_\theta, \\ \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}(rH_\theta) - \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial H_r}{\partial \theta} = 4\pi\dfrac{E_z}{\rho}. \end{cases}$$

Éliminons H_r et H_θ entre ces trois équations; il reste

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_z}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} - 4\pi\frac{\mu\omega}{\rho}jE_z = 0.$$

Posons $\omega = 2\pi f$,

$$x = \sqrt{\frac{\mu f}{\rho}}, \qquad 4\pi\frac{\mu\omega}{\rho}j = 8\pi^2x^2j,$$

et explicitons l'équation ci-dessus :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} - 8\pi^2x^2jE_z + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} = 0.$$

Nous intégrerons cette équation suivant la méthode déjà utilisée pour les équations (1), (3'), c'est-à-dire que nous poserons

$$(5)\qquad E_z = X(r)\,Y(\theta).$$

On trouve finalement que $Y(\theta)$ doit être de la forme

$$Y(\theta) = \alpha\cos m\theta + \beta\sin m\theta,$$

et que la seule solution à retenir correspond à $m = 1$, $\beta = 0$. La discussion est la même qu'au Chapitre précédent. La fonction $X(r)$ vérifie alors l'équation

$$(6)\qquad X'' + \frac{1}{r}X' - \left(8\pi^2x^2j + \frac{1}{r^2}\right)X = 0,$$

dont la solution générale s'exprime au moyen des fonctions de Bessel. Les formules (4) permettent ensuite le calcul des composantes du champ magnétique.

A l'extérieur du métal, le champ magnétique est sans divergence et irrotationnel. Sa répartition est donc celle calculée au Chapitre précédent, soit, pour $r > a$,

$$H_r = \quad H_i\cos\theta;$$
$$H_\theta = -H_i\sin\theta;$$

pour $r < b$

$$H_r = \left(-\frac{B_{\text{III}}}{r^2} + H_e\right)\cos\theta,$$
$$H_\theta = -\left(\frac{B_{\text{III}}}{r^2} + H_e\right)\sin\theta.$$

Nous allons maintenant introduire quelques hypothèses simplificatrices. L'équation (6) est valable dans le domaine défini par $a < r < b$. Supposons

$$8\pi^2x^2 \gg \frac{1}{a^2};$$

autrement dit que l'épaisseur de peau $\dfrac{1}{2\sqrt{2}\pi x}$ soit beaucoup plus petite que le rayon intérieur du tube. L'équation (6) se simplifie et devient

$$(7)\qquad X'' + \frac{1}{r}X' - 8\pi^2x^2jX = 0.$$

Les fonctions

$$\frac{\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,r}{\sqrt{r}} \quad \text{et} \quad \frac{\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,r}{\sqrt{r}}$$

constituent deux solutions indépendantes de cette équation à l'approximation $2\sqrt{2}\pi x \gg \frac{1}{r}$. La solution approchée la plus générale s'écrit donc à cette même approximation

$$(8)\quad X = \frac{1}{\sqrt{r}}\left(B\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,r + C\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,r\right).$$

Admettons maintenant que l'épaisseur du tube soit suffisamment petite devant le rayon intérieur pour que l'on puisse négliger la variation du facteur $\frac{1}{\sqrt{r}}$; nous pouvons dans ce cas faire entrer ce facteur, considéré comme constant, dans les constantes arbitraires B et C; il est d'autre part avantageux de mettre en avant, dans l'expression de X, le facteur $-j\omega\mu$, indépendant de r, ce qui revient encore à modifier les constantes arbitraires B et C; X prend alors la forme

$$(9)\quad X = -j\omega\mu\left(B\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,r + C\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,r\right),$$

ce qui nous donne pour expression approchée du champ électrique

$$(10)\quad E_z = X\sin\theta = -j\omega\mu\left(B\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,r + C\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,r\right)\sin\theta.$$

Les deux premières formules (4) nous permettent maintenant de calculer les composantes du champ

magnétique

$$(11)\quad \begin{cases} H_r = -\dfrac{1}{j\omega\mu r}\dfrac{\partial E_z}{\partial\theta} = \dfrac{1}{r}\Big(B\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,r \\ \qquad\qquad + C\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,r\Big)\cos\theta, \\ H_\theta = \dfrac{1}{j\omega\mu}\dfrac{\partial E_z}{\partial r} \\ \quad = -2\pi x\sqrt{-2j}\,\big(-B\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,r \\ \qquad\qquad + C\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,r\big)\sin\theta. \end{cases}$$

Écrivons maintenant les conditions aux limites

$$(12)\quad \begin{cases} r=b \begin{cases} \dfrac{\mu}{b}\Big(B\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,b \\ \qquad + C\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b\Big) = H_e - \dfrac{B_{\text{III}}}{b^2}, \\ -2\pi x\sqrt{-2j}\,\big(-B\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b \\ \qquad\qquad + C\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,b\big) \\ \quad = -\Big(H_e + \dfrac{B_{\text{III}}}{b^2}\Big). \end{cases} \\ r=a \begin{cases} \dfrac{\mu}{a}\Big(B\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,a \\ \qquad + C\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,a\Big) = H_i, \\ -2\pi x\sqrt{-2j}\,\big(-B\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,a \\ \qquad\qquad + C\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,a\big) = -H_i. \end{cases} \end{cases}$$

L'élimination de B, C, B_{III} entre ces quatre équations conduit à la relation

$$\begin{vmatrix} \dfrac{\mu}{b}\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,b & \dfrac{\mu}{b}\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b & \dfrac{1}{b^2} & H_e \\ 2\pi x\sqrt{-2j}\,\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b & -2\pi x\sqrt{-2j}\,\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b & \dfrac{1}{b^2} & -H_e \\ \dfrac{\mu}{a}\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,a & \dfrac{\mu}{a}\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,a & 0 & H_i \\ 2\pi x\sqrt{-2j}\,\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,a & -2\pi x\sqrt{-2j}\,\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,a & 0 & -H_i \end{vmatrix} = 0$$

ou

$$\frac{H_e}{H_i} = g = \frac{\Delta}{2b\mu 2\pi x\sqrt{-2j}},$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta = \quad & \big(\mu\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,a \\ & \quad + 2\pi x\sqrt{-2j}\,a\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,a\big) \\ \times\ & \big(\mu\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b \\ & \quad + 2\pi x\sqrt{-2j}\,b\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,b\big) \\ -\ & \big(\mu\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,b \\ & \quad - 2\pi x\sqrt{-2j}\,b\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,b\big) \\ \times\ & \big(\mu\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,a \\ & \quad - 2\pi x\sqrt{-2j}\,a\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,a\big), \end{aligned}$$

ou encore en développant

$$\begin{aligned} \Delta = \quad & (\mu^2 + 8\pi^2x^2jab)\quad \sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,(b-a) \\ & + \mu 2\pi x\sqrt{-2j}\,(b+a)\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,(b-a). \end{aligned}$$

Posons

$$\begin{aligned} b - a &= \varepsilon \quad \text{(épaisseur du tube)}; \\ a \# b \# R & \quad \text{(rayon moyen)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta = \quad & (\mu^2 + 8\pi^2x^2jR^2)\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon \\ & + 2\mu 2\pi x\sqrt{-2j}\,R\cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon \end{aligned}$$

et finalement

$$(13)\quad \begin{aligned} g = \ & \cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon \\ & + \frac{\mu^2 + 8\pi^2x^2jR^2}{4\pi xR\mu\sqrt{-2j}}\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon \end{aligned}$$

Si

$$8\pi^2x^2R^2 \gg \mu^2,$$

ce qui sera le cas pour un métal amagnétique même aux fréquences assez basses ($\mu \# 1$), g se simplifie encore et devient

$$(14)\quad g = \cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon - \pi xR\sqrt{-2j}\,\sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon.$$

Maintenant

$$\sqrt{-2j} = -1 + j,$$

$$\begin{aligned} \cos 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon = \ & \cos 2\pi x\varepsilon\,\cos 2\pi xj\varepsilon \\ & + \sin 2\pi x\varepsilon\,\sin 2\pi xj\varepsilon \\ = \ & \cos 2\pi x\varepsilon\,\mathrm{ch}\,2\pi x\varepsilon \\ & + j\sin 2\pi x\varepsilon\,\mathrm{sh}\,2\pi x\varepsilon; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sin 2\pi x\sqrt{-2j}\,\varepsilon = \ & \sin 2\pi xj\varepsilon\,\cos 2\pi x\varepsilon \\ & - \sin 2\pi x\varepsilon\,\cos 2\pi xj\varepsilon \\ = \ & j\cos 2\pi x\varepsilon\,\mathrm{sh}\,2\pi x\varepsilon \\ & - \sin 2\pi x\varepsilon\,\mathrm{ch}\,2\pi x\varepsilon. \end{aligned}$$

D'où finalement

$$(15)\quad \begin{aligned} g = \ & \cos\mathrm{ch} + \pi xR(\cos\mathrm{sh} - \sin\mathrm{ch}) \\ & + j\{\sin\mathrm{sh} + \pi xR(\cos\mathrm{sh} + \sin\mathrm{ch})\}, \end{aligned}$$

l'argument de ces lignes trigonométriques et hyperboliques étant toujours

$$2\pi x\varepsilon = 2\pi\sqrt{\frac{f}{\rho}}\,\varepsilon.$$

Cas limites. — Si $x\varepsilon$ est très petit devant l'unité, on peut remplacer, dans la formule (14), le cosinus par 1 et le sinus par l'arc, ce qui donne

$$g = 1 + 4\pi^2x^2jR\varepsilon = 1 + \frac{4\pi^2jfR\varepsilon\mu}{\rho}.$$

Il peut très bien se faire que cette approximation soit légitime, même pour des valeurs importantes du terme imaginaire, dont le module peut, par

exemple, atteindre plusieurs unités. Le champ à l'intérieur est alors pratiquement en quadrature avec le champ extérieur.

On obtient évidemment

$$(16) \qquad |\dot{g}| = \sqrt{1 + \frac{16\pi^4 f^2 R^2 \varepsilon^2 \mu^2}{\rho^2}}.$$

Si, au contraire, $x\varepsilon$ est déjà une fraction importante de l'unité, on a pratiquement

$$\operatorname{sh} 2\pi x\varepsilon \# \operatorname{ch} 2\pi x\varepsilon = \frac{1}{2} e^{2\pi x\varepsilon}.$$

Dans l'expression (15) de g, les termes portant $\pi x R$ en facteur, sont prépondérants, et l'on a sensiblement

$$g \# \frac{\pi x R}{2} e^{2\pi x\varepsilon} [\cos - \sin + j(\cos + \sin)].$$

Le module du crochet a pour valeur

$$\sqrt{\cos^2 + \sin^2 - 2\sin\cos + \cos^2 + \sin^2 + 2\sin\cos} = \sqrt{2}.$$

D'où

$$(17) \qquad |g| \# \frac{\pi x R}{\sqrt{2}} e^{2\pi x\varepsilon}.$$

L'affaiblissement est donc fonction exponentielle de l'épaisseur.

Application numérique. — On n'oubliera pas dans l'application des formules ci-dessus, que toutes les grandeurs doivent être exprimées dans un système d'unités cohérent, par exemple le système électromagnétique. Dans ce cas, le coefficient ρ, généralement exprimé en microhms/cm, dans les tables, doit, au préalable, être multiplié par 10^3 pour être converti en U. E. M. Toutes les longueurs doivent être exprimées en centimètres. La définition du coefficient x est alors la suivante :

$$x = \sqrt{\frac{2f}{10^3 . \rho \text{ microhms/cm}}}.$$

Premier exemple. — Tube de cuivre, $\Phi = 5$ cm, épaisseur $= 1$ mm $= 0{,}1$ cm. Fréquence $f = 25\,000$. Résistivité $1{,}59$ microhms/cm $= 1\,590$ U. E. M.

$$x = 3{,}96, \qquad x\varepsilon = 0{,}396;$$
$$xR = 9{,}9, \qquad 2\pi x\varepsilon = 2{,}49.$$

Nous sommes dans le domaine d'application de la formule (17). En effet,

$$e^{2\pi x\varepsilon} \# 16,$$

en en confondant les lignes hyperboliques avec l'exponentielle, on commet une erreur relative de l'ordre de $\frac{1}{(16)^2} \approx 4\,{}^0/_{00}$

$$g \# \frac{3.14 \times 9{,}9 \times 16}{1{,}414} = 350.$$

A la fréquence 250 000, l'affaiblissement est multiplié par

$$\sqrt{10} \times 16^{\sqrt{10}} \# 20\,000$$

et devient de l'ordre de $7 . 10^6$.

Deuxième exemple. — Tube d'acier inoxydable $\Phi = 5$ cm, épaisseur $= 0{,}1$ mm $= 0{,}01$ cm. Fréquence $f = 25\,000$. Résistivité $= 60$ microhms/cm

$$x = 0{,}645, \qquad x\varepsilon = 0.00645;$$
$$2\pi x\varepsilon = 0.0405, \qquad 4\pi^2 x^2 R\varepsilon = 0.41.$$

Nous sommes dans le domaine d'application de la formule (16)

$$g = \sqrt{1 + \overline{0{,}41}^2} = 1{,}08.$$

A la fréquence 250000, $4\pi^2 x^2 R\varepsilon$ est multiplié par 10 et l'affaiblissement devient

$$g = \sqrt{1 + \overline{4.1}^2} = 4{,}25.$$

BIBLIOGRAPHIE.

Louis V. King, *Electromagnetic shielding at radio frequencies* (*Philosophical Magazine*, février 1933, n° 97, vol. 15, p. 201).

W. G. Gustafson, *Magnetic shielding of transformers at radio frequencies* (*The Bell System Technical Journal*, juillet 1938, vol. XVII, p. 416), ou encore Monographie B-1081 des *Publications techniques du Bell Telephone System*).

SUR LA POSSIBILITÉ D'UNE FOCALISATION PUREMENT ÉLECTROSTATIQUE DANS UN TUBE A MODULATION DE VITESSE A CONVERSION PAR GLISSEMENT;

PAR P. GUÉNARD,

Ingénieur au Laboratoire de Recherches « Tubes électroniques de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — *L'auteur donne l'expression du courant maximum que peut transporter un faisceau électronique traversant un tube cylindrique de dimensions données, lorsque le faisceau possède une modulation en densité, telle qu'elle se présente dans certains tubes à modulation de vitesse.*

Sans compliquer exagérément la construction d'un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement, on peut, à l'aide d'électrodes convenablement polarisées, faire en sorte que la focalisation soit réalisée à l'entrée des électrodes H. F. Le problème qui se pose concerne alors les phénomènes qui se

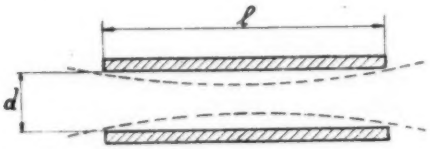


Fig. 1.

passent dans l'électrode-étui. Ici nous supposons cette électrode-étui constituée essentiellement par la paroi des cavités, c'est-à-dire que nous considérons (*fig.* 1) un tube de diamètre d et de longueur l et que nous cherchons, en fonction de la tension, l'intensité du courant maximum que peut transporter le faisceau traversant ce tube.

Deux cas seront envisagés :

a. La modulation de densité est négligeable. Ce serait le cas des amplificateurs de réception, si de tels tubes pouvaient être avantageusement réalisés (ce qui est actuellement discuté du fait du bruit de fond introduit par l'emploi de la modulation de vitesse).

b. Il existe à l'extrémité du tube de glissement une profonde modulation de densité. C'est le cas des tubes de puissance.

Dans le tube de glissement, l'espace, en l'absence du faisceau, est équipotentiel. Au passage du faisceau il se forme un creux de potentiel qui a pour effet de ralentir les électrons suivant l'axe dans la partie centrale du tube de glissement et de les faire diverger. Nous ne tiendrons pas compte dans le calcul de l'existence du tube de glissement et de ses grilles terminales. Pratiquement, les effets de charge d'espace sont suffisamment faibles pour que cette approximation soit justifiée.

A. — FAISCEAU NON MODULÉ.

Variations du diamètre d'un faisceau électronique non modulé sous l'influence de la charge d'espace.

On considere un faisceau électronique transportant le courant i_0 sous la tension V_0. Le faisceau que l'on désirerait cylindrique en l'absence de charge d'espace a comme méridienne une courbe d'allure

parabolique. Nous déterminerons cette courbe en supposant :

1° Que la vitesse radiale est petite vis-à-vis de la vitesse longitudinale et que les variations de cette dernière sont négligeables;

2° Que la force radiale qui s'exerce en un point de distance à l'axe r est la même que pour un cylindre de rayon r transportant le même courant;

3° Que le faisceau est homogène. S'il l'est initialement, il le reste dans la mesure où les hypothèses précédentes sont valables.

Ces hypothèses sont d'ailleurs pratiquement acceptables, les faisceaux utilisés étant relativement longs et possédant une densité de charge d'espace relativement faible.

Le champ radial à la périphérie du faisceau, en un point où son rayon est r, vaut, d'après nos hypothèses,

$$E_r = 2\pi r \rho = \frac{2 i_0}{v_0} \frac{1}{r},$$

d'où l'équation du mouvement

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{2 i_0}{v_0} \frac{1}{r},$$

ou, puisque $dz = v_0 \, dt$,

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{e}{m} \frac{2 i_0}{v_0^3} \frac{1}{r} = \frac{K}{4} \frac{1}{r},$$

avec

$$K = \frac{4 i_0 V_0^{-\frac{3}{2}}}{\sqrt{\frac{2e}{m}}} = 1{,}92 \, i_0 \, (\text{amp}) V_0^{-\frac{3}{2}} (\text{kV}).$$

En appelant r_0 le rayon minimum du faisceau et en prenant l'origine des z en ce point, l'intégration de l'équation précédente donne entre z et r la relation

$$z = \int_{r_0}^{r} \frac{dr}{\sqrt{\frac{K}{2} \operatorname{Log} \frac{r}{r_0}}}$$

ou, en posant

$$R = \frac{r}{r_0}, \qquad Z = \sqrt{\frac{K}{2}} \frac{z}{r_0},$$

$$Z = \int_0^R \frac{dR}{\sqrt{\operatorname{Log} R}}. \tag{1}$$

Pour de petites variations du diamètre au voisinage du minimum, on a

$$R = 1 + \frac{Z^2}{4}. \tag{2}$$

La figure 2 représente en trait plein la relation (1) et en trait interrompu la relation (2), que l'on peut admettre avec une bonne approximation pour des valeurs de R atteignant 2.

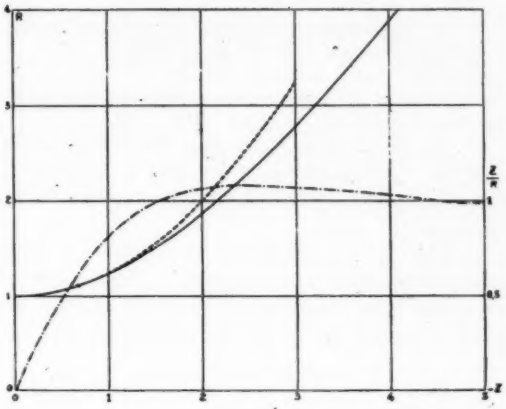


Fig. 2.

Courant limite compatible avec une bonne focalisation.

On obtiendra évidemment le courant maximum en plaçant la section de diamètre minimum au centre du tube et en admettant qu'aux extrémités le diamètre du faisceau est égal à celui du tube. On a alors en appelant Z_1 et R_1 les valeurs réduites correspondant aux extrémités du tube

$$\frac{Z_1}{R_1} = \sqrt{\frac{K}{2}} \frac{l}{d},$$

$\frac{Z}{R}$ a été porté en fonction de Z sur la figure 2 (traits mixtes). Cette grandeur présente un maximum de 1,08.

La focalisation n'est donc possible que si

$$K < 1{,}08 \frac{2 d^2}{l^2},$$

ce qui donne, pour la densité de courant I_0 à l'entrée du tube,

$$I_0 \, (\text{amp/cm}^2) < 0{,}88 \frac{V_0^{\frac{3}{2}} (\text{kV})}{l^2 \, (\text{cm})},$$

ou, pour le courant total i_0,

$$i_0 \, (\text{amp}) < 0{,}7 \frac{d^2}{l^2} V_0^{\frac{3}{2}} (\text{kV}).$$

Si cette condition est satisfaite, la figure 2 permet de déterminer la convergence, qu'il convient de donner au faisceau à l'entrée dans le tube pour assurer la focalisation.

B. — Faisceau modulé en densité.

Hypothèses.

1° On considère un faisceau cylindrique d'axe Oz dans lequel la densité est de la forme

$$\rho = \rho_0[A_0 + A_1(z)\cos(\gamma_0 z - \alpha) + A_2\cos 2(\gamma_0 z - \alpha_2) + \ldots].$$

2° On ne tient compte que des forces radiales.

3° La divergence est assez petite pour que ces forces soient calculées à partir du faisceau non divergent.

4° Les coefficients $A_1(z)$ et $A_2(z)$, ... varient assez lentement avec z pour qu'on puisse leur attribuer dans le calcul de la force radiale en un point la valeur constante correspondant à ce point.

Calcul de la force radiale.

On calcule en $z = 0$ la force radiale qui s'exerce sur l'électron périphérique d'un faisceau de densité

$$\rho = \rho_0 \sum_0^\infty {}_n A_n \cos n(\gamma_0 z - \alpha_n).$$

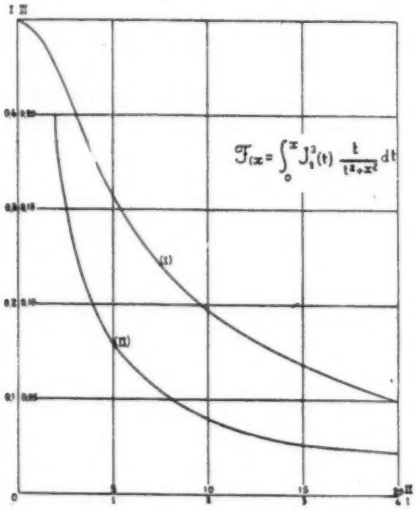


Fig. 3.

Le potentiel créé en $z = 0$ par la tranche d'abscisses z et d'épaisseur dz vaut

$$dV_{(r)} = 2\pi\rho(z)a\,dz\int_0^\infty e^{-\left|\frac{z}{a}\right|t}\frac{J_0\left(\frac{r}{a}t\right)J_1(t)}{t}dt,$$

d'où, pour le champ radial en $z = 0$ et $r = a$ créé par la tranche dz

$$dE_r = 2\pi\rho\,dz\int_0^\infty e^{-\left|\frac{z}{a}\right|t}J_1^2(t)\,dt,$$

et pour le champ radial total

$$E_r = 2\pi\int_{-\infty}^{+\infty}\rho\,dz\int_0^\infty e^{-\left|\frac{z}{a}\right|t}J_1^2(t)\,dt$$

$$= 4\pi\rho_0 a\sum_0^\infty {}_n A_n\cos n\alpha_n\int_0^\infty J_1^2(t)\frac{t}{t^2+n^2\gamma_0^2a^2}dt.$$

Le calcul de la force radiale introduit la fonction

$$\mathcal{F}(x) = \int_0^\infty J_1^2(t)\frac{t}{t^2+x^2}dt,$$

fonction égale à $1/2$ pour $x = 0$, à $1/2x$ pour x très grand et qui est représentée sur la figure 3.

Application à un faisceau modulé selon la théorie du rassemblement cinématique.

On a alors

$$A_0 = 1, \quad A_1 = 2J_1(\mu\gamma_0 z), \quad \ldots, \quad A_n = 2J_n(n\mu\gamma_0 z),$$
$$\alpha_0 = \alpha_1 = \alpha_2 = \ldots = \alpha_n;$$

μ est la profondeur de modulation de vitesse;
$\alpha = 0$ au point de densité maximum;
$\alpha = \pi$ au point de densité minimum.

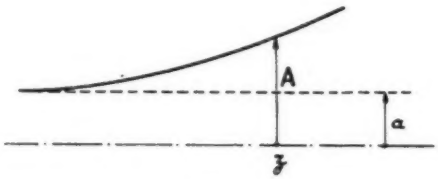


Fig. 4.

Soit A le rayon du faisceau en un point d'abscisse z (*fig.* 4).

On pose $y = \frac{A-a}{a}$, y est déterminé par

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{e}{mv_0^2a}E_{(z)} = \frac{e}{mv_0}4\pi\rho_0$$
$$\times\left[\frac{1}{2} + 2\sum_1^\infty {}_n J_n(n\mu\gamma_0 z)\cos n\alpha\,\mathcal{F}(n\gamma_0 a)\right]$$

et, en appelant y_0 la divergence du faisceau non modulé, on a

$$\frac{y}{y_0} = 1 + \frac{8}{r^2}\sum_1^\infty {}_n\frac{\mathcal{J}_r(nr)}{r^2}\cos n\alpha\,\mathcal{F}(n\gamma_0 a),$$

où l'on a posé

$$\mathcal{J}_n(x) = \int_0^x \mathrm{d}u \int_0^u J_n(z)\,\mathrm{d}z$$
$$= 4[J_{n+2}(x) + 2\,J_{n+4}(x) + 3\,J_{n+6}(x) + \ldots].$$

Le calcul a été fait en particulier pour le rassemblement optimum $\mu\gamma_0 z = 1{,}84$. Les résultats pour

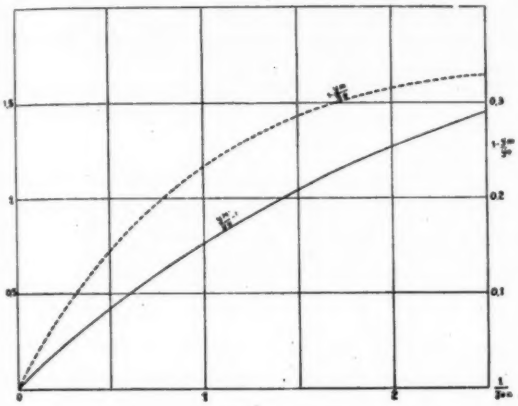


Fig. 5.

$\alpha = 0$ et $\alpha = \pi$, divergence maximum et divergence minimum, ont été représentés en fonction de $\gamma_0 a$ sur la figure 5. La divergence maximum (trait plein) a été représentée par $\frac{y_M}{y} - 1$, la divergence minimum (trait interrompu) par $1 - \frac{y_m}{y_0}$.

Courant limite compatible avec une bonne focalisation.

On aura, comme dans le cas du faisceau non modulé, la focalisation optimum quand le diamètre du faisceau à l'entrée et son diamètre maximum à la sortie seront égaux au diamètre disponible, c'est-à-dire quand le diamètre du faisceau non modulé sera, à l'entrée, égal au diamètre disponible et à la sortie à une fraction δ de ce diamètre, avec

$$\delta = \frac{1 + y_0}{1 + y_M}.$$

Les résultats du paragraphe précédent sont donc valables, à condition de remplacer l par

$$l' = l\,\frac{2}{1 + \sqrt{\frac{y_0}{y_M}}}.$$

Soit, par exemple, $l = 10$ cm, $V_0 = 6$ kV, $\lambda = 20$ cm, $a = 1$ cm, ce qui donne $\frac{y}{y_0} = 2{,}3$, d (diamètre disponible) $= 3$ cm, c'est-à-dire $\frac{Z}{R} = 1$. La valeur maximum de K est alors

$$K = 1{,}08\,\frac{d^2}{2\,l^2}\left(1 + \sqrt{\frac{y_0}{y_M}}\right)^2,$$

ce qui donne, la tension étant fixée, une densité de courant maximum, à l'entrée, égale à $0{,}14$ A/cm².

INFORMATIONS GÉNÉRALES SUR LES COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F. ET SUR QUELQUES RÉALISATIONS DE LEURS CENTRES DE RECHERCHES PENDANT ET MALGRÉ L'OCCUPATION.

Ces informations résumées sont extraites de la conférence que M. P. Brenot, Directeur Général de la Société Française Radioélectrique, a faite le 16 décembre 1944, à la Sorbonne, aux membres de la Société des Radioélectriciens.

Le groupe français des Compagnies associées de T. S. F. s'est constitué en 1918 sur les bases d'une entente étroite intervenue entre la Société Française Radioélectrique née en 1910, la Compagnie Générale Radiotélégraphique, fondée peu après, et la Compagnie Générale de T. S. F., qui venait d'être substituée à la Compagnie Universelle de Télégraphie et de Téléphonie sans Fil, fondée en 1914.

Étant donné le rapide développement des industries étrangères de T. S. F., la création d'un organisme de ce genre était devenue une impérieuse nécessité pour permettre à la France de prendre, dans le domaine des radiocommunications, une place digne d'elle.

L'organisation du groupe s'est complétée peu à peu pour s'adapter aux nouveaux progrès par :

La Compagnie Radio-Maritime, chargée de l'installation et de l'entretien des postes de la Marine Marchande,

La Radiotechnique, qui étudie, construit et vend le matériel radioélectrique destiné au grand public,

La Compagnie Radio France, chargée de l'exploitation du Centre de Sainte-Assise,

La Compagnie Radio-Orient, exploitant en Syrie un centre de Radiocommunications,

La Compagnie Radio-Cinéma, spécialisée dans le matériel cinématographique,

La Société Indépendante de T. S. F., construisant une certaine catégorie de matériel professionnel,

La Société des Traitements électrolytiques.

De plus, la complexité des divers problèmes, la délimitation difficile des domaines où peuvent être appliquées certaines inventions, ont amené le groupe à réaliser des ententes industrielles avec :

La Stéatite Industrielle, pour l'étude et la fabrication des isolants en matières céramiques,

La Société des Tubes de Valenciennes et Denain, pour la soudure à haute fréquence,

La Compagnie des Compteurs, pour la Télévision (création en commun de la Compagnie Française de Télévision),

Les Cristalleries de Baccarat, pour l'étude et la fabrication des verres,

La Société Commentry, Fourchambault et Décazeville pour l'étude des produits magnétiques,

Les Établissements Claude, Paz et Silva pour la fabrication des métaux réfractaires (création de la Compagnie Industrielle des Métaux électroniques),

et enfin,

La Compagnie Générale d'Électricité et son département l'Industrielle des Téléphones, pour l'étude de tous les problèmes de télécommunications par fil ou par ondes, en France et à l'étranger.

Au sein du groupe dont nous venons de schématiser le fonctionnement, l'organisation des recherches comporte deux stades :

La Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil, qui coordonne les activités des diverses sociétés et

centralise les services généraux du groupe, assure le fonctionnement d'un *Laboratoire de recherches générales* et d'un *Centre de Documentation*.

Les diverses sociétés de construction étudient et mettent au point les applications de la radioélectricité dans leurs laboratoires respectifs.

La Société Française Radioélectrique, spécialisée dans le domaine du matériel professionnel, c'est-à-dire non destiné au grand public, dispose des moyens les plus importants et nous limiterons aujourd'hui notre exposé à l'examen d'ensemble de ses travaux et de ceux de la Compagnie Générale de T. S. F.

Les laboratoires de ces sociétés, qui vont d'ailleurs être notablement agrandis, comportent deux groupes de bâtiments et installations dans les usines de la Société Française Radioélectrique à Levallois et dans les annexes de ces usines, une installation à Houilles, une à Courbevoie.

Ils couvrent une surface de 17 000 m² et occupent environ 450 personnes dont plus de 130 ingénieurs ayant des connaissances scientifiques et pratiques particulièrement étendues.

Pendant l'occupation, les études susceptibles d'intéresser plus directement la Défense Nationale ont été transférées dans une usine de Lyon adaptée à la hâte pour étudier et construire le matériel nécessaire aux Administrations de la Zone non occupée. Cette installation, qui employait 300 personnes, donnait aussi la possibilité d'employer les techniciens qui, plus ou moins repérés par l'ennemi, ne pouvaient plus, sans danger grave, rester dans la Zone nord.

C'est avec le concours de l'usine de Lyon que furent, en particulier, achevées des études concernant la signalisation des navires et la télémétrie par ondes ultra-courtes et que commencèrent en Méditerranée, sur ces dispositifs, diverses expériences effectuées de concert avec la Marine Nationale.

L'entrée des troupes allemandes en Zone sud arrêta ces essais, qui donnaient d'excellents résultats. Le matériel fut détruit avant l'arrivée de l'ennemi qui ne put avoir connaissance des appareils employés.

Quelques mois plus tôt et pour des raisons analogues, la S. F. R. avait créé, à Alger, un atelier équipé pour les besoins de l'Afrique du Nord. Cet atelier, qui occupait une soixantaine de personnes dont trois ingénieurs, rendit de grands services, malgré la modestie de ses ressources et les difficultés d'approvisionnement en matières premières et en appareils manufacturés.

Nous allons brièvement résumer les travaux de Recherche et d'Étude faits durant l'occupation dans des conditions à tous points de vue difficiles.

Grâce aux précautions prises, aux ruses multiples, souvent dangereuses, qui furent employées, l'Allemagne ne put connaître ni utiliser les importantes recherches effectuées; et il faut rendre ici hommage à l'habileté des cadres, au patriotisme, à la discipline et à la volonté de tous.

Certains des travaux de recherche ont été faits sur ordre des diverses Administrations françaises, et avec leur concours. A juste titre, ces diverses Administrations pensèrent qu'il était de leur devoir d'aider l'industrie et de préparer l'avenir. Nous devons les féliciter de cette large compréhension de l'intérêt national et nous rendons un particulier hommage au Comité de Coordination des Transmissions Impériales (C. C. T. I.), aux services des Recherches et du Contrôle technique de l'Administration des P. T. T. (C. N. E. T. et D. R. C. T.) qui assurent la coopération permanente intelligemment constituée entre les techniciens de l'État et ceux de l'Industrie.

Les travaux les plus marquants sont les suivants :

Mise au point et réalisation de la triode E 3056 de 300 kW en ondes moyennes et de 250 kW sur ondes de 14 m en crête de modulation, longueur d'onde limite 8 m;

Étude de la tétrode EG 1876 pour émetteur de télévision, donnant 20 kW sur ondes de 4,50 m;

Étude d'une pentode de 25 kW à circulation d'eau;

Étude d'une pentode de 7 kW à refroidissement par air;

Mise au point et réalisation d'une série de dix pentodes dont les puissances s'échelonnent de 2 W à 1 300 W, pour des longueurs d'onde limites qui vont de 60 cm, pour la plus petite, à 6 m pour la plus puissante;

Étude et réalisation d'une série de tubes à modulation de vitesse. Élaboration d'une théorie complète de ces tubes et des méthodes de calcul. Augmentation du rendement, de la puissance utile, de la bande passante;

Étude et réalisation de magnétrons de grande puissance instantanée et de leur liaison aux cavités résonnantes et aux guides de transmission;

Réalisation de verres nouveaux pour la fabrication des tubes électroniques et mise au point des méthodes de soudure verre-métaux en utilisant des procédés de chauffage par champs de haute fréquence;

Étude des liaisons télégraphiques et téléphoniques multiplex en ondes décimétriques, métriques, décamétriques : matériel constitué d'éléments donnant chacun douze voies en cours de réalisation;

Étude pour ces ensembles des divers procédés de modulation (modulation de fréquence, modulation par tops, etc.);

Réalisation d'ensembles détecteurs d'obstacles et de télémètres hertziens;

Étude de systèmes de radio-atterrissage et de balisage;

Étude de la télévision à haute définition (plus de 1000 lignes) avec projection sur grand écran, en collaboration avec la Compagnie des Compteurs;

Étude d'un microscope électronique à lentilles électrostatiques pour l'Institut Pasteur;

Recherches sur les effets physiologiques des ondes ultra-courtes, en liaison avec la Faculté de Médecine;

Réalisation du Centre d'Issoudun pour la Radiodiffusion française;

Réalisation de générateurs d'oscillations donnant une stabilité moyenne de 10^{-7}, pour pilotage des grandes stations, et synchronisation des émetteurs;

Étude de récepteurs à veille calée;

Réalisation du récepteur universel R. U. 93 couvrant sans bobines amovibles la gamme de 5 m à 6000 m;

Réalisation d'un ondulateur permettant l'enregistrement à 400 mots/min;

Réalisation de goniomètres militaires à ondes courtes et à ondes moyennes:

Étude d'un goniomètre statique à lecture directe;

Réalisation de générateurs d'oscillations de 90 kW et au-dessus, étudiés pour la trempe et la soudure par haute fréquence;

Réalisation de détecteurs de mines;

Création d'un département chargé de l'étude et de la taille des cristaux de quartz;

Création d'un Laboratoire de Recherches pour l'étude des céramiques industrielles. Mise au point de nouvelles pâtes.

Nous aurons l'occasion de présenter en détail, dans les *Annales*, quelques-unes de ces recherches, de ces études ou de ces réalisations.

Notre but, pour l'instant, était de donner une idée des efforts accomplis par les Compagnies françaises associées de T. S. F. pour maintenir notre technique radioélectrique à un rang digne de la France.

Nous souhaitons que tous ces efforts, effectués dans des conditions difficiles, parfois dangereuses, apportent une contribution féconde à la renaissance du pays, dont ils affirment, une fois de plus, la vitalité.

121486 — Imp. Gauthier-Villars, Paris
O. P. L. 31.3033 Paris 4081.
Dépôt légal — 1945 — N° 101.

e-

es

e;
W
re

et

ur
int

ail,
es,

ne
ies
tre
la

ués
ses,
ais-
lus,

Paris
4681.
7- 191.